

Characterization and Control of Vortex Breakdown over a Delta Wing at High Angles of Attack

by

Captain Anthony M. Mitchell, USAF

6 July 2000

**Doctor of Science
University of Paris 6 (Pierre and Marie Curie)**

Demands for more maneuverable and stealthy air vehicles have encouraged the development of new control concepts for separated flows. The goal of this research is the control of leading-edge vortex breakdown by open-loop, along-the-core blowing near the apex of a delta wing to improve lift and maneuverability at high angles of attack. Control is dependent on the knowledge of and the ability to detect principle characteristics of the phenomena. Therefore, an experimental study of a 70° delta wing was accomplished to better understand the physical properties of the vortical flow and the vortex breakdown phenomena. Multiple experimental methods were used to characterize the flow field and its influence on the model's surfaces as well as to identify parameters for closed-loop feedback control.

Both symmetric and asymmetric blowing configurations are shown to displace the controlled breakdown location; the effectiveness of the control improves as the blowing mass flow rate is increased. Results indicate that blowing increases the momentum in the vortex core which thus overcomes the adverse pressure gradient generated at the trailing edge of the wing, resulting in the downstream shift of the breakdown location. The addition of momentum to the vortex core by along-the-core blowing is effective; however, it requires large amounts of energy to influence the breakdown location.

The results of this dissertation have precisely described the structure of vortices over a delta wing at high angles of attack, the character of the breakdown phenomena including its unsteady aspects and the influence of along-the-core blowing to control the vortex breakdown location.

20000822 121

REPORT DOCUMENTATION PAGE			Form Approved OMB No. 0704-0188	
Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden, to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.				
1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)	2. REPORT DATE 8.Aug.00	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED DISSERTATION		
4. TITLE AND SUBTITLE CHARACTERIZATION AND CONTROL OF VORTEX BREAKDOWN OVER A DELTA WING AT HIGH ANGLES OF ATTACK.			5. FUNDING NUMBERS	
6. AUTHOR(S) CAPT MITCHELL ANTHONY M				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) UNIVERSITY OF PARIS			8. PERFORMING ORGANIZATION REPORT NUMBER	
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES) THE DEPARTMENT OF THE AIR FORCE AFIT/CIA, BLDG 125 2950 P STREET WPAFB OH 45433			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER Fy00-267	
11. SUPPLEMENTARY NOTES				
12a. DISTRIBUTION AVAILABILITY STATEMENT Unlimited distribution In Accordance With AFI 35-205/AFIT Sup 1			12b. DISTRIBUTION CODE	
13. ABSTRACT (Maximum 200 words)				
14. SUBJECT TERMS			15. NUMBER OF PAGES	
			16. PRICE CODE	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT	20. LIMITATION OF ABSTRACT	

**THESE de DOCTORAT
de l'UNIVERSITE PARIS 6**

Spécialité : Mécanique

Présentée par

Anthony M. MITCHELL

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

**Caractérisation et contrôle de
l'éclatement tourbillonnaire sur une
aile delta aux hautes incidences**

soutenue le 6 juillet 2000

Devant le jury composé de:

Professeur Jean DÉLERY	Directeur de thèse
Professeur Georges GEROLYMOS	Examineur
Professeur Ismet GURSUL	Rapporteur
Professeur Patrick HUERRE	Rapporteur
M. Pierre PERRIER	Examineur
M. Denis SIPP	Examineur

Résumé

Les avions de combat doivent pouvoir évoluer à des incidences élevées où l'écoulement décolle pour former des structures tourbillonnaires. La compréhension et la maîtrise de ce genre d'écoulement et du phénomène d'éclatement tourbillonnaire sont essentielles car leur comportement impose des limites physiques aux régimes du vol.

Le premier objectif des recherches expérimentales était l'amélioration de la compréhension des propriétés physiques de l'éclatement afin de parvenir à contrôler le phénomène. Les expériences ont été réalisées avec une aile delta de 70° de flèche en utilisant plusieurs méthodes d'investigations. Un deuxième objectif était de mettre en évidence les paramètres pouvant être utilisés dans un système de contrôle en boucle fermée destiné à agir sur l'éclatement. Un troisième objectif était d'étudier l'influence d'un contrôle réalisé par soufflage continu dans la direction de l'axe du tourbillon.

L'étude d'un soufflage symétrique et dissymétrique a montré l'indépendance de chaque tourbillon pour les actions de contrôle, ce qui permet une étude détaillée sur un seul côté de l'aile. Le soufflage a entraîné le déplacement de l'éclatement vers l'aval en relation directe avec l'accroissement du débit de soufflage. Les résultats indiquent que le mouvement de l'éclatement vers l'aval résulte de l'injection de quantité de mouvement dans la structure tourbillonnaire.

Les expériences exécutées dans le cadre de cette thèse ont permis de préciser la structure d'un tourbillon éclaté d'aile delta, de définir ses propriétés fluctuantes et d'analyser l'effet d'une injection fluide. Des conclusions ont été tirées quant à l'efficacité du procédé et aux possibilités de définir un indicateur fiable d'éclatement pouvant être inclus dans une boucle de contrôle actif. Les nombreux renseignements obtenus sur les instabilités de l'éclatement ainsi que sur la structure de la nappe tourbillonnaire seront exploitables dans le cadre des études sur le contrôle instationnaire.

Abstract

Demands for more maneuverable and stealthy air vehicles have encouraged the development of new control concepts for separated flows. An understanding of the vortical structures and the vortex breakdown phenomena is essential due to the physical limits they impose on aircraft at extreme flight conditions.

The goal of this research is the control of leading-edge vortex breakdown by open-loop, along-the-core blowing near the apex of a delta wing to improve lift and maneuverability at high angles of attack. Control is dependent on the knowledge of and the ability to detect principle characteristics of the phenomena. Therefore, an experimental study of a 70° delta wing was accomplished to better understand the physical properties of the vortical flow and the vortex breakdown phenomena. Multiple experimental methods were used to characterize the flow field and its influence on the model's surfaces as well as to identify parameters for closed-loop feedback control. The results of the nominal test conditions established the basis for analyzing the influence of the flow control.

Both symmetric and asymmetric blowing configurations are shown to displace the controlled breakdown location; the effectiveness of the control improves as the blowing mass flow rate is increased. Results indicate that blowing increases the momentum in the vortex core which thus overcomes the adverse pressure gradient generated at the trailing edge of the wing, resulting in the downstream shift of the breakdown location. The addition of momentum to the vortex core by along-the-core blowing is effective; however, it requires large amounts of energy to influence the breakdown location.

The results of this dissertation have precisely described the structure of vortices over a delta wing at high angles of attack, the character of the breakdown phenomena including its unsteady aspects and the influence of along-the-core blowing to control the vortex breakdown location.

Remerciements

J'adresse ma plus vive reconnaissance au Professeur J. DÉLERY, Chef de Département Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE) de l'Office Nationale d'Etudes et de Recherche Aérospatiales (Onera), qui m'a d'abord reçu dans le cadre d'un programme d'échange entre l'Armée de l'Air Américaine et la Délégation Générale pour l'Armement. M. DÉLERY m'a témoigné beaucoup de sollicitude et de compréhension dans l'étude de mon travail et m'a constamment suivi et aidé au cours de ces quatre années. Il m'a également apporté une aide appréciable lors de la rédaction de ce mémoire. Sa maîtrise et sa rigueur dans le domaine expérimental m'ont servi de modèle tout au long de cette thèse. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude pour avoir accepté de diriger cette thèse.

Je remercie le Professeur P. HUERRE, Directeur du Laboratoire Hydrodynamique (LadHyX) de l'Ecole Polytechnique pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour ses conseils.

Je remercie, également, le Professeur I. GURSUL, du Département Mécanique de l'Université de Bath, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués et dont j'ai tiré grand profit.

Je souhaite aussi remercier Messieurs P. PERRIER, ingénieur correspondant à l'Académie des Sciences, G. GEROLYMOS, Directeur du LEMFI, et D. SIPP, Ingénieur de l'Armement, qui me font l'honneur d'examiner ce travail et de participer au jury.

Je remercie M. Didier BARBERIS, pour m'avoir accueilli dans son équipe de décollement tridimensionnel. Ses conseils et nos discussions m'ont aidé pendant mon séjour à DAFE.

Ma plus profonde gratitude va à Pascal MOLTON, Cadre Technique, pour le concours actif et efficace qu'il m'a apporté dans la partie expérimentale de ce travail, pour son savoir-faire qui s'est avéré fort précieux lors des essais en soufflerie, et aussi pour la réalisation des figures de ce mémoire. Merci aussi pour son amitié... cours à jamais (plus vite que Thierry!).

Merci à Cyril de LA FOREST DIVONNE, qui m'a donné de nombreux conseils et fait des remarques constructives.

Un grand merci affectueux à Florence MARIE et à Claire PLANCHARD pour leur précieuse aide.

Durant ces quatre années passées à l'Onera, j'ai apprécié l'accueil chaleureux et amical de mes collègues. Les fréquentes discussions que nous avons eues ont guidé mes réflexions, approfondies mes connaissances footballistiques ainsi que mon français. Si j'ai eu autant de plaisir à travailler pendant ces quelques années, c'est grâce à la sympathie et la bonne humeur des co-thésards et de mes amis du DAFE.

Je voudrais rendre hommage au personnel de l'ASCO course à pied de Chalais-Meudon qui m'a fait goûter une vie française riche, humoristique, athlétique, et quelquefois bizarre.

Merci également à M. Bruno CHANETZ et sa famille, qui m'ont accepté comme membre de leur famille et avec qui Siri et moi avons eu des moments et repas inoubliables.

Finalement, mais plus important, je voudrais remercier Siri, qui m'a supporté tout au long de ce chemin. Merci pour ton amour, ta patience infinie, tes conseils, ton grand esprit d'aventure, et surtout les sacrifices personnels que tu as fait pendant mon travail.

TABLE DES MATIÈRES

1. INTRODUCTION	13
2. BIBLIOGRAPHIE.....	19
2.1. Remarques générales	19
2.2. Etudes expérimentales	20
2.2.1. Tourbillons d'aile delta	20
2.2.2. Tourbillon d'ailettes isolé.....	47
2.2.3. Tourbillons confinés	50
2.3. Etudes théoriques	54
2.3.1. Théories associées à la description des tourbillons d'aile delta	54
2.3.2. Théories de la stabilité appliquées à l'éclatement tourbillonnaire	57
2.3.3. Théorie des ondes, théorie de l'état critique et de la conjugaison.....	61
2.3.4. Approximation de l'écoulement quasi-cylindrique	63
2.3.5. Simulation numérique.....	65
2.4. Méthodes de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire	70
2.4.1. Remarques générales	70
2.4.2. Dispositifs mécaniques	72
2.4.3. Dispositifs thermiques	85
2.4.4. Dispositifs pneumatiques.....	85
2.4.5. Contrôle en boucle fermée.....	129
3. MOYENS ET MÉTHODES D'ESSAIS	132
3.1. Les souffleries	132
3.1.1. La soufflerie S2Ch.....	132
3.1.2. La soufflerie F2.....	135
3.2. Les maquettes.....	139
3.3. Méthodes de mesure	146
3.3.1. Méthodes qualitatives	148
3.3.2. Méthodes quantitatives	154
4. ESSAIS AU TUNNEL HYDRODYNAMIQUE.....	169
4.1. Remarque générales	169
4.2. Description de l'expérience	170
4.2.1. Les tunnels hydrodynamiques	170
4.2.2. La maquette.....	172
4.2.3. Montage de la maquette dans la veine de TH2	173
4.3. Moyens de visualisation.....	174
4.4. Résultats.....	175
4.4.1. Cas nominal, sans soufflage.....	175
4.4.2. Soufflage au bord de fuite.....	177
4.5. Discussion	184
4.6. Conclusions.....	187
5. CAS NOMINAL.....	188

5.1.	Remarques générales	188
5.2.	Visualisations par tomoscopie laser	190
5.3.	Visualisations pariétales.....	202
5.4.	Mesures de la pression pariétale stationnaire.....	205
5.4.1.	Examen de la symétrie de l'écoulement.....	206
5.4.2.	Examen de l'effet de l'incidence	209
5.4.3.	Examen de l'influence du nombre de Reynolds.....	212
5.4.4.	Examen détaillé de l'effet de l'incidence dans chaque section.....	217
5.4.5.	Effet de l'éclatement tourbillonnaire sur la portance de l'aile.....	227
5.5.	Mesures de pression instationnaire	233
5.6.	Vélocimétrie Laser	237
5.6.1.	Oscillation longitudinale de la position d'éclatement	241
5.6.2.	Composantes de la vitesse moyennes	243
5.6.3.	Angle de swirl et autres paramètres pour identifier l'éclatement.....	255
5.6.4.	Rotationnel.....	259
5.6.5.	Sous-structures du rotationnel	266
5.6.6.	Energie cinétique de fluctuation	272
5.7.	Discussion	274
6.	CONTROLE PAR SOUFLAGE CONTINU DANS LA DIRECTION DE L'AXE DU TOURBILLON	277
6.1.	Remarques générales	277
6.1.1.	Caractéristiques du dispositif du soufflage.....	278
6.2.	Visualisations par tomoscopie laser.....	280
6.2.1.	Soufflage dissymétrique	281
6.2.2.	Soufflage symétrique	290
6.3.	Visualisations pariétales.....	292
6.4.	Mesures de pression instationnaire	296
6.5.	Sondages par vélocimétrie laser.....	298
6.5.1.	Caractérisation du jet par vélocimétrie laser.....	299
6.5.2.	Influence du soufflage	302
6.6.	Discussion	319
7.	CONCLUSIONS GÉNÉRALES	321
7.1.	Prolongements et perspectives	325
7.1.1.	Etude des sous-structures dans la nappe de cisaillement.	325
7.1.2.	Procéder à des explorations et analyses de l'écoulement par PIV.	325
7.1.3.	Examiner d'autres méthodes de contrôle.	326
7.1.4.	Inclure le système de contrôle dans un système en boucle fermée et évaluer ses possibilités d'application sur avion.	326
8.	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	327
9.	ANNEXE.....	368
9.1.	Annexe 1 : Tableaux bibliographiques	368
9.2.	Annexe 2 : Publications	377

LISTE DES FIGURES

Fig. 1.1 : Quelques exemples d'ailes delta actuelles.....	14
Fig. 1.2 : NASA F-18 "High Alpha Research Vehicle" aux incidences élevées montrant un tourbillon produit sur le nez du fuselage et son éclatement au-dessus de l'aile.	15
Fig. 2.1 : Photographie du phénomène d'éclatement tourbillonnaire. La zone d'éclatement est indiqué par la flèche (Werlé 1954).....	21
Fig. 2.2 : Eclatement bulbe et éclatement spiral (Lambourne et Bryer 1961).....	25
Fig. 2.3 : Position X_b/c de l'éclatement en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds (Lambourne et Bryer 1961).....	25
Fig. 2.4 : Résultats expérimentaux de Wentz et Kohlman (1971). (a) Position d'éclatement en fonction de l'incidence et de l'angle de flèche. (b) Coefficient de portance et coefficient de moment comparés avec la théorie de Polhamus (1971). La flèche simple indique la position d'éclatement au bord de fuite et la double flèche indique la position d'éclatement à l'apex.....	28
Fig. 2.5 : Evolution de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 75° de corde 200mm à $Re_c = 2 \times 10^4$ en fonction de l'incidence. A gauche, vues de profil. A droite, vues de l'extrados.....	29
Fig. 2.6 : Evolution de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 65° à $\alpha = 20^\circ$ et à $Re_c = 1,3 \times 10^4$ en fonction du dérapage. (a) $\beta = 0^\circ$ (b) $\beta = 5^\circ$ (c) $\beta = 10^\circ$ (d) $\beta = 15^\circ$ (Werlé 1971).....	29
Fig. 2.7 : Schéma des sous-structures dans la nappe de cisaillement venant des observations dans un tunnel hydrodynamique (Gad-El-Hak et Blackwelder 1985).....	38
Fig. 2.8 : Visualisation de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 75° à $Re_c = 2 \times 10^4$. (a) Vue longitudinale de côté montrant les sous-structures hélicoïdales. (b) Vue horizontale de dessus (Reynolds et Abtahi 1989).	39
Fig. 2.9 : Schéma des sous-structures dans la nappe de cisaillement venant des observations dans une soufflerie entre des nombres de Mach de 0,7 à 1,5 (Squire <i>et. al.</i> 1961).	41
Fig. 2.10 : Iso-lignes de coefficient de pression totale K_{pt} mesurées par une sonde à cinq trous à $X/c = 0,3$ pour $Re_c = 3,8 \times 10^6$. Etude en fonction de couches limite modifiée par des obstacles sur la plaque de réflexion (206mm en amont de l'apex). (a) Sans obstacle. (b) Avec obstacle de 10mm en hauteur (Verhaagen 1993).....	42
Fig. 2.11 : Composante axiale du rotationnel $\Omega_x s^*/U_\infty$ à $X/c = 0,6$ sur une aile delta de 85° de flèche. Mesures par vélocimétrie laser à $\alpha = 12,5^\circ$ (a) $Re_c = 116800$ (b) $Re_c = 145400$ (Lowson <i>et. al.</i> 1995).	44
Fig. 2.12 : Visualisation par fumée de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 80° de flèche à $\alpha = 20^\circ$. (a) Vue latérale (b) Vue longitudinale (Payne <i>et. al.</i> 1988).	45
Fig. 2.13 : Maquette et montage expérimental à ailettes dans la veine de S2LCh (Leuchter et Solignac 1983).....	48
Fig. 2.14 : Configuration avec ailettes et un corps central cylindrique (Pagan 1990).....	49

Fig. 2.15 : Schéma des tourbillons autour d'une aile delta. (a) Ecoulement visualisé. (b) Approximation simple de l'écoulement (Brown et Michael 1955).	56
Fig. 2.16 : Schéma d'une solution analytique pour un tourbillon (a) Solution de la forme "deux cellules" proposée par Sullivan. (b) Solution proposée Burgers (Sullivan 1959).	57
Fig. 2.17 : Critère de Ludwig (1961).	59
Fig. 2.18 : Influences des différentes méthodes de contrôle en aval d'une aile delta mince à bord d'attaque aigu avec un angle de flèche de 60° à 20° d'incidence (Werlé 1960). (a) Un obstacle (b) Une aspiration (c) Un jet à contre courant (d) Un jet dans le sens du courant par.	71
Fig. 2.19 : Deux types de volets du bord d'attaque (Rao 1979, 1980).	74
Fig. 2.20 : Les volets (Marchman et Grantz 1982).	76
Fig. 2.21 : Volet d'apex (Rao et Buter 1983).	77
Fig. 2.22: Volets d'onglets (Hoffler et Rao 1984).	79
Fig. 2.23 : Volets d'apex perpendiculaires à l'extrados (Wahls, Vess et Moskovitz 1986).	79
Fig. 2.24 : Volet de cavité (Schaeffer <i>et. al.</i> 1993).	81
Fig. 2.25 : Deux méthodes de contrôle différentes (Gursul <i>et. al.</i> 1995).	83
Fig. 2.26 : Aspiration à la jonction de l'aile et de volet (Cornish 1970).	87
Fig. 2.27 : Aspiration de bord d'attaque (Owens et Perkins 1995).	89
Fig. 2.28 : Influence d'un réacteur au bord de fuite d'une maquette type Concorde à 12° d'incidence (a) réacteur fermé : $V_j = 0$ (b) réacteur transparent : $V_j \approx 0,7U_\infty$ (c) réacteur en marche : $V_j = 6U_\infty$. Vues de tranches d'écoulement longitudinales passant par l'axe du réacteur (à gauche) et transversales situées au bord de fuite (à droite) (Werlé et Fiant 1964).	91
Fig. 2.29 : Aile delta avec soufflage au bord de fuite (Nawrocki 1995).	92
Fig. 2.30 : Soufflage au bord de fuite (Vorobieff et Rockwell 1998).	94
Fig. 2.31 : Aile delta avec soufflage dans une direction normale au bord d'attaque (Trebble 1966).	97
Fig. 2.32 : Soufflage à partir du plan médian de l'aile (Cornish 1970).	98
Fig. 2.33 : Influence d'un jet situé à la mi-corde émis suivant l'axe du tourbillon autour d'une demi-aile delta de 60° de flèche à 25° d'incidence. (a,b) sans jet (c,d) avec jet: $V_j = 30U_\infty$ ou $C_\mu = 0,5$. Vues de tranches latérales parallèle à l'extrados (à gauche) et transversales situées près du bord de fuite (à droite) (Werlé 1971).	100
Fig. 2.34 : Soufflage à partir du plan médian de l'aile à 25% de la corde (Werlé et Gallon 1972)	101
Fig. 2.35 : Soufflage le long et parallèle aux bords d'attaques (Spillman et Goodridge 1972).	101
Fig. 2.36 : (a) Influence de C_μ sur le coefficient de portance, la finesse et le coefficient de moment. (b) Résultats expérimentaux comparés avec la théorie de Polhamus (Bradley et Wray 1974).	103
Fig. 2.37 : Soufflage dirigé dans la direction du cœur du tourbillon (Bradley, Whitten et Wray 1976).	104
Fig. 2.38 : (a) Maquette à 4 jets de soufflage sur l'extrados. (b) Maquette avec 4 jets de soufflage dans le fuselage (Shi <i>et. al.</i> 1987).	109
Fig. 2.39 : Demi-aile delta avec un jet de soufflage dirigé parallèlement au bord d'attaque (Visser <i>et. al.</i> 1988).	111

Fig. 2.40 : Soufflage par une fente le long du bord d'attaque arrondi (Wood et Roberts 1988).....	112
Fig. 2.41 : Schéma des corps centraux utilisés pour une injection axiale (Pagan 1990).....	116
Fig. 2.42 : Schéma des buses utilisées pour une injection normale à l'axe du tourbillon (Pagan 1990).....	117
Fig. 2.43 : Soufflage par des fentes le long les bords d'attaque (Hong <i>et. al.</i> 1996).....	121
Fig. 2.44 : Soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon (Kuo <i>et. al.</i> 1997).....	122
Fig. 2.45 : Cinq buses de soufflage sur l'extrados suivant le cœur du tourbillon (Guillot, Gutmark et Garrison 1998).....	124
Fig. 2.46 : (a) Aspiration en aval la position d'éclatement. (b) Soufflage par jet près de l'apex (Magness <i>et. al.</i> 1989).....	126
Fig. 3.1 : Schéma de la soufflerie S2Ch.	133
Fig. 3.2 : Schéma du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie S2Ch.....	134
Fig. 3.3 : Photographies du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie S2Ch.	135
Fig. 3.4 : Schéma de la soufflerie F2.	136
Fig. 3.5 : Schéma du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie F2 (dimensions en mm) .	139
Fig. 3.6 : Photographies du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie F2.	139
Fig. 3.7 : Schéma de la maquette.	140
Fig. 3.8 : Photographies de la mire.	141
Fig. 3.9 : Aile delta configurée avec deux buse pour soufflage près de l'apex.....	143
Fig. 3.10 : Axe de soufflage et axe du tourbillon principal.	143
Fig. 3.11 : Système de soufflage.....	144
Fig. 3.12 : Maquette avec capteurs instationnaires de type Kulite.	145
Fig. 3.13 : Aile delta configurée pour l'analyse de la pression pariétale avec 232 prises de pression stationnaire.	146
Fig. 3.14 : Repères utilisés.....	147
Fig. 3.15 : Banc de tomoscopie laser.	148
Fig. 3.16 : Visualisation de l'éclatement par tomoscopie laser pour $\alpha = 26^\circ$ et $U_0 = 24\text{m/s}$. Vue supérieure longitudinale et agrandissement de la zone d'éclatement.	150
Fig. 3.17 : Trois configurations de tomoscopie laser : latérale longitudinale, supérieure transversale, supérieure longitudinale.	151
Fig. 3.18 : Dispositif mécanique pour l'exploration de l'écoulement dans la veine de la soufflerie F2.	161
Fig. 3.19 : Schéma de la partie optique du vélocimètre laser tridirectionnel de la soufflerie F2.	165
Fig. 3.20 : Schéma du système d'acquisition du vélocimètre laser tridirectionnel de la soufflerie F2.	165
Fig. 3.21 : Configuration d'ensemencement pour les mesures par vélocimétrie laser en sortie de buse.....	166
Fig. 4.1 : Les tunnels hydrodynamiques de l'Onera à Châtillon.....	170
Fig. 4.2 : Maquette de l'aile delta configurée pour le soufflage au bord de fuite.	172
Fig. 4.3 : Montage à TH2 (1) Mécanisme pour régler l'incidence de la maquette. (2) Aile delta à 15° d'incidence. (3) Aile delta à 65° d'incidence. (4) Dard profilé arrière. (5) Apex de la maquette.	173

Fig. 4.4 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$ et $\alpha = 35^\circ$, sans contrôle. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.	176
Fig. 4.5 : Positions moyennes du point d'éclatement en fonction de l'incidence et de la vitesse amont et écarts-types correspondants. Sans soufflage.	177
Fig. 4.6 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$, $V_R = 5$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.	180
Fig. 4.7 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$, $V_R = 10$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.	181
Fig. 4.8 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$, $V_R = 15$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.	182
Fig. 4.9 : Positions moyennes de l'éclatement pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$ et $V_R = 5, 10$ et 15 en configurations symétrique et dissymétrique.	183
Fig. 5.1 : Cas nominal sans contrôle. Tomoscopie laser transversale montrant les deux tourbillons principaux pour : $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 26^\circ$. (a) en amont de l'éclatement à $X/c = 0,63$ (b) dans la zone d'éclatement à $X/c = 0,74$	191
Fig. 5.2 : Cas nominal sans contrôle. Photographies instantanées de tomoscopies laser longitudinales obtenues pour $\alpha = 27^\circ$ et 30° et $U_\infty = 24\text{m/s}$	192
Fig. 5.3 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction du temps à $\alpha = 27^\circ$. Résultats obtenus dans la soufflerie S2Ch. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $U_\infty = 15\text{m/s}$ (b) $U_\infty = 24\text{m/s}$ (c) $U_\infty = 40\text{m/s}$	194
Fig. 5.4 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction du temps à $\alpha = 30^\circ$. Résultats obtenus dans la soufflerie S2Ch. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $U_\infty = 15\text{m/s}$ (b) $U_\infty = 24\text{m/s}$ (c) $U_\infty = 40\text{m/s}$	194
Fig. 5.5 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction de temps à deux incidences. Résultats obtenus dans la soufflerie F2 à $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $\alpha = 27^\circ$ (b) $\alpha = 30^\circ$	195
Fig. 5.6 : Cas nominal sans contrôle. Positions, gauche et droite, de l'éclatement définies à partir des données des figures 5.3, 5.4 et 5.5.	197
Fig. 5.7 : Cas nominal sans contrôle. Densité spectrale de puissance des oscillations de la position d'éclatement (gauche et droite). Données de la figure 5.5a. provenant de la soufflerie F2 pour $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a, c) $\alpha = 27^\circ$ et (b, d) $\alpha = 30^\circ$	199
Tableau 5.1 : Cas nominal sans contrôle. Pics principaux des spectres de fréquence pour les oscillations de la position d'éclatement. Essais dans les souffleries S2Ch et F2.	200
Fig. 5.8 : Cas nominal sans contrôle. Gamme des fréquences principales des spectres pour les essais dans les souffleries S2Ch. Comparaison avec les résultats de Menke <i>et al.</i> (1996).	201
Fig. 5.9 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de la position de l'éclatement en fonction de l'incidence à $U_\infty = 24\text{ m/s}$	202

Fig. 5.10 : Configuration nominale sans contrôle. (a) Spectre des lignes de frottement pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24$ m/s. (b) Topologie basée sur le spectre des lignes de frottement.....	203
Tableau 5.2 : Positions des prises de pression disposées symétriquement sur l'extrados.....	206
Fig. 5.11 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale sur l'extrados de l'aile. Analyse de la symétrie de l'écoulement. Symboles pleins = prises situées sur la partie droite de l'aile, symboles vides = prises situées sur la partie gauche.....	208
Fig. 5.12 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Analyse de l'influence de l'incidence à $U_\infty = 24$ m/s.....	211
Fig. 5.13 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de K_{pmin} en fonction de l'incidence à $U_\infty = 24$ m/s.....	212
Fig. 5.14 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Examen de l'effet du nombre de Reynolds pour une incidence $\alpha = 27^\circ$	215
Fig. 5.15 : Cas nominal sans contrôle. Evolutions du coefficient de pression K_p en fonction du nombre de Reynolds pour une incidence $\alpha = 27^\circ$	217
Fig. 5.16 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Examen de l'effet de l'incidence pour une vitesse amont $U_\infty = 24$ m/s.....	220
Fig. 5.17 : Cas nominal sans contrôle. Evolutions des iso-valeurs du coefficient de pression K_p en fonction de l'incidence pour $U_\infty = 24$ m/s.....	225
Fig. 5.18 : Cas nominal sans contrôle. Evolution longitudinale du coefficient de pression K_{pmin} en fonction de l'incidence pour une vitesse amont $U_\infty = 24$ m/s.....	227
Fig. 5.19 : Maillage d'interpolation pour calculer de la portance utilisant les mesures de pressions pariétales.....	228
Fig. 5.20 : Comparaison du profil de K_p après interpolation aux résultats de mesure.....	229
Fig. 5.21 : Evolution du coefficient de portance C_{zs} en fonction de l'incidence pour chaque demi-aile mesurée. $U_\infty = 24$ m/s.....	230
Fig. 5.22 : Evolution du coefficient de portance total $C_{zs}(t)$ en fonction de l'incidence. $U_\infty = 24$ m/s.....	230
Fig. 5.23 : Cas nominal sans contrôle. Evolution du coefficient de portance en envergure C_e/e en fonction de l'incidence. $U_\infty = 24$ m/s.....	231
Fig. 5.24 : Comparaison des mesures stationnaires et instationnaires. $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$	234
Fig. 5.25 : Evolution du coefficient de pression K_p en fonction du temps pour chaque capteur. (a) Capteurs à $X/c = 0,53$ (No. 14, 15, 16 et 17). (b) Capteurs à $X/c = 0,63$ (No. 10, 11, 12 et 13). (c) Capteurs à $X/c = 0,74$ (No. 6, 7, 8 et 9). (d) Capteurs à $X/c = 0,84$ (No. 1, 2, 3, et 4).....	235
Fig. 5.26 : Densité spectrale de puissance des signaux issus des capteurs. (a) Capteurs à $X/c = 0,53$ (No. 14, 15, 16 et 17). (b) Capteurs à $X/c = 0,63$ (No. 10, 11, 12 et 13). (c) Capteurs à $X/c = 0,74$ (No. 6, 7, 8 et 9). (d) Capteurs à $X/c = 0,84$ (No. 1, 2, 3, et 4). $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$	236
Fig. 5.27 : Maillages des points de sondage par vélocimétrie laser pour les 4 plans perpendiculaires étudiés sans cale biaise. (a) $X/c = 0,53$. (b) $X/c = 0,63$. (c) $X/c = 0,74$. (d) $X/c = 0,84$	240
Fig. 5.28 : Maillage du plan longitudinal en configuration nominale.....	241
Fig. 5.29 : Histogrammes de la densité de probabilité croisée de \bar{U} et \bar{W} . $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$	242

Fig. 5.30 : Evolution des iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse moyenne \bar{U}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	245
Fig. 5.31 : Evolution des iso-valeurs de la composante transversale de la vitesse moyenne \bar{V}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	246
Fig. 5.32 : Evolution des iso-valeurs de la composante normale de la vitesse moyenne \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	247
Fig. 5.33 : Distributions de vitesse moyenne pour les 4 plans perpendiculaires : $X/c = 0,53, 0,63, 0,74$ et $0,84$. (a) Composante axiale \bar{U}/U_∞ . (b) Composante normale \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	248
Fig. 5.34 : Schéma des différentes zones dans un tourbillon principal (Solignac <i>et.al.</i> 1989).....	248
Fig. 5.35 : Profils des composantes axiale (\bar{U}/U_∞) et normales (\bar{W}/U_∞) de la vitesse moyenne en amont de l'éclatement qui sont découpés suivants les zones : noyau/cœur du tourbillon (zone 5), zone Euler (zone 4), zone intermédiaire (zone 3), nappe de cisaillement (zone 2), champ potentiel (zone1) (Solignac, Pagan, Molton 1989).....	250
Fig. 5.36 : Evolution des vecteurs vitesse (a, c, e, g) et des lignes de force associées (b, d, f, h) dans les plans perpendiculaires. $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	252
Fig. 5.37 : Composantes de la vitesse moyennes dans le plan longitudinal sur le côté gauche de l'extrados de l'aile. (a) \bar{U}/U_∞ . (b) \bar{V}/U_∞ . (c) \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$	255
Tableau 5.3 : Valeurs critique des paramètres de l'éclatement.	256
Fig. 5.38 : Angle de swirl (hélicité) Φ pour les 4 plans de mesure perpendiculaires à l'extrados.	258
Fig. 5.39 : Evolution des iso-valeurs de la composante axiale du rotationnel $\Omega_x(c/U_\infty)$	264
Fig. 5.40 : Iso-valeurs des composantes du rotationnel dans le plan longitudinal. Composante normale $\Omega_z(c/U_\infty)$	265
Fig. 5.41 : Iso-valeurs de rotationnel $\Omega_x(c/U_\infty)$ dans 12 plans perpendiculaires à l'extrados. Configuration avec la cale biaise. (La vitesse amont vient de la droite vers la gauche.)	268
Fig. 5.42 : Ligne de courants qui s'enroulent autour d'un tourbillon principal présentant les valeurs de la composante axiale $\Omega_x(c/U_\infty)$ du rotationnel. Configuration de la vélocimétrie laser avec la cale biaise.	269
Fig. 5.43 : Composante axiale du rotationnel en fonction de la distance curviligne du bord d'attaque.	271
Fig. 5.44 : Répartition de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_∞^2) dans des plans transversaux.	273
Fig. 5.45 : Répartition de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_∞^2) dans le plan longitudinal.	274
Fig. 6.1 : Photographies instantanées de tomoscopie laser latérale longitudinale obtenues pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a) Cas nominal, sans soufflage. (b) Soufflage dissymétrique sur le côté gauche (en bas) avec $Q_m = 1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$). Soufflerie S2Ch.	282
Fig. 6.2 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 15\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 1,4\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,009$). (b) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,03$). Soufflerie S2Ch.	284

- Fig. 6.3 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$). (b) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,009$).....284
- Fig. 6.4 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 40\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0032$). (b) $Q_m = 3,7\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0036$).285
- Fig. 6.5 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $U_\infty = 15, 24, 40\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$ pour le cas nominal et différents débits de soufflage.287
- Fig. 6.6 : Soufflage dissymétrique. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) Côté gauche $Q_m = 2,2\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,006$). (b) Côté droit $Q_m = 2,2\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,006$). Soufflerie F2.289
- Fig. 6.7 : Influence du soufflage dissymétrique sur les positions moyennes de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. (a) Soufflage côté gauche. (b) Soufflage côté droit. Soufflerie F2.290
- Fig. 6.8 : Soufflage symétrique. Evolution temporelle de la position X_b/c à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). Débits identiques sortant chaque buse : (a) $Q_m = 1,8\text{g/s}$. (b) $Q_m = 2,2\text{g/s}$. Soufflerie F2.....291
- Fig. 6.9: Influence d'un soufflage symétrique sur la position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....291
- Fig. 6.10 : Influence d'un soufflage symétrique de dissymétrique sur la position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $\alpha = 27^\circ$. (a) $U_\infty = 24\text{m/s}$. (b) $U_\infty = 40\text{m/s}$. Soufflerie F2.292
- Fig. 6.11 : Spectre pariétal avec contrôle symétrique pour $\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $Q_m = 1,8\text{g/s}$ (a) Aile complète. (b) Agrandissement de la région de soufflage. Soufflerie F2.293
- Fig. 6.12 : Comparaison des spectres pariétaux au niveau de la position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a) Configuration nominale. (b) Soufflage symétrique à $Q_m = 1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse. Soufflerie F2.....295
- Fig. 6.13 : Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaires. (a) Capteurs situés à $X/c = 0,53$ (N° 14, 15, 16 et 17). (b) $X/c = 0,63$ (N° 10, 11, 12 et 13). (c) $X/c = 0,74$ (N° 6, 7, 8 et 9). (d) $X/c = 0,84$ (N° 1, 2, 3, et 4). Soufflerie F2 avec $U_\infty = 24\text{m/s}$, $\alpha = 27^\circ$ et $Q_m = 3,2\text{g/s}$297
- Fig. 6.14 : Maillages des sondages du jet par vélocimétrie laser. (a) $X/c = 0,18$. (b) $X/c = 0,2$. (c) $X/c = 0,24$. (d) $X/c = 0,53$. Soufflerie F2.300
- Fig. 6.15 : Iso-valeurs du module de la vitesse dans le jet de soufflage, sans écoulement extérieur. $X/c = 0,18$. (b) $X/c = 0,2$. (c) $X/c = 0,24$. (d) $X/c = 0,53$. Soufflerie F2.301
- Fig. 6.16 : Comparaison des profils des composantes moyennes de la vitesse. Configuration nominale (cn) et configuration avec contrôle dissymétrique côté droit de débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ (s0018) pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Soufflerie F2.303

Fig. 6.17 : Position de l'axe du tourbillons. Cas nominal et configuration avec contrôle symétrique de débit $Q_m = 1,8g/s$ sortant de chaque buse. Essais à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	304
Fig. 6.18 : Evolution des composantes axiale (a, b, c) et tangentielle (d, e, f) de la vitesse moyenne. Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8g/s$ (s1818) à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	307
Fig. 6.19 : Evolution de la composante normale de la vitesse (a, b, c) et de l'énergie cinétique de fluctuation (d, e, f). Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8g/s$ (s1818) à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	308
Fig. 6.20 : Evolution de la composante axiale du rotationnel (a, b, c). Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8g/s$ (s1818) à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	309
Fig. 6.21 : Positions des sous-structures autour du tourbillon à même X avec et sans soufflage.....	310
Fig. 6.22 : Positions des sous-structures autour du tourbillon pour une même distance ΔX en amont du point d'éclatement.....	311
Fig. 6.23 : Evolution de la composante axiale de vitesse en vue longitudinale. Contrôle avec des débits de soufflage $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	312
+Fig. 6.24 : Evolution de la composante normale du rotationnel en vue longitudinale. Contrôle avec les débits de soufflage : $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2. ...	312
Fig. 6.25 : Evolution de l'énergie cinétique de fluctuation k/U_∞^2 en vue longitudinale. Contrôle avec les débits de soufflage : $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2. ...	313
Fig. 6.26 : Profils de la composante axiale de vitesse pour 4 configurations: cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	315
Fig. 6.27 : Profils de la composante tangentielle de vitesse pour 4 configurations : cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	316
Fig. 6.28 : Profils de l'angle d'hélice (angle de swirl) Φ à pour 4 configurations: cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	317
Fig. 6.29 : Profils de l'énergie cinétique de fluctuation k/U_∞^2 pour 4 configurations : cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$ à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.....	318
Fig. 6.30: Comparaison des profils de vitesse à une certaine distance Δx en amont de l'éclatement...	320
Tableau 9.1 : Etudes expérimentale sur l'écoulement tourbillonnaire et l'éclatement.	368
Tableau 9.2 : Etudes théorique et numérique sur l'écoulement tourbillonnaire et l'éclatement.....	372
Tableau 9.3 : Liste chronologique des études expérimentale sur le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire et de l'éclatement.	374

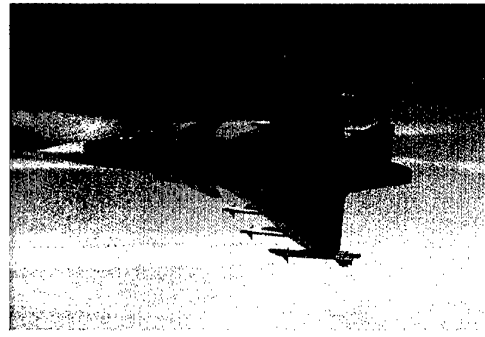
1. INTRODUCTION

Les avions de combat et les missiles tactiques doivent pouvoir évoluer à des incidences élevées où l'écoulement décolle en plusieurs endroits de l'appareil pour former des structures tourbillonnaires très concentrées au sein desquelles le fluide est animé d'un mouvement de rotation extrêmement rapide. De telles structures - plus communément appelées tourbillons - sont le résultat de décollements se produisant notamment près de la pointe avant d'un corps allongé (fuselage de l'avion ou du missile) ou bien sur les ailes à forte flèche. D'où l'intérêt que présente l'étude des écoulements tridimensionnels décollés et des tourbillons associés.

En ce qui concerne les avions de combat - sur lesquels notre attention va se concentrer - les constructeurs ont depuis longtemps adopté des ailes à bord d'attaque en forte flèche. En particulier, les ailes delta ont des avantages structuraux et aérodynamiques notables (voir Fig. 1.1). Sur le plan de la structure, ces ailes sont plus rigides et moins lourdes que les ailes classiques de performances similaires et ont des caractéristiques réduisant fortement la torsion et la flexion de l'aile. En outre, sur le plan aérodynamique, les ailes delta ont, grâce à leurs profils minces, une traînée d'onde moindre en régime de vol supersonique. Enfin, les ailes delta possèdent des avantages significatifs en terme de portance aux incidences élevées en développant une sur-portance tourbillonnaire plus importante que les ailes traditionnelles.



Dassault Rafale



Saab 39 Gripen

Fig. 1.1 : Quelques exemples d'ailes delta actuelles.

Il y a cependant, une limite physique au domaine de vol aux hautes incidences des avions de combat en raison d'une désorganisation brutale des tourbillons intenses se formant au-dessus de l'aile qui survient au-delà d'une certaine incidence. Ce phénomène, appelé éclatement tourbillonnaire, se manifeste par une dilatation de la structure tourbillonnaire, avec présence d'un point d'arrêt sur l'axe du tourbillon suivi d'une zone de recirculation assez développée donnant naissance, en aval, à un écoulement très turbulent. L'apparition de l'éclatement se traduit généralement par une diminution de la portance de l'aile. En outre, comme l'éclatement ne se produit pas de façon symétrique sur les deux demi-ailes, il y a création d'un moment qui, couplé à des instabilités, donne naissance à un comportement très désagréable appelé "wing rock" où l'aile delta bascule en roulis de manière instable.

Ainsi, la compréhension de ces phénomènes et l'extension des applications de la portance d'origine tourbillonnaire pour le vol aux grandes incidences représentent un thème de recherche primordial. Bien qu'actuellement le vol au-dessus de 20° d'incidence soit, pour la plupart des avions, rendu impossible par les instabilités et l'insuffisance des moyens de contrôle, il semble que des avions expérimentaux pourront bientôt maintenir un vol contrôlé jusqu'à 70° d'incidence.

La présence de tourbillons intenses autour des véhicules peut être une cause d'augmentation des performances (cas de la portance tourbillonnaire), mais aussi entraîner des pertes de stabilité par interaction entre tourbillons et surfaces de contrôle ainsi que par éclatement.

Ces interactions ont été mises en évidence lors d'essais en vol, réalisés sur un F-18 spécialement équipé et baptisé "High Alpha Research Vehicle", qui ont permis de visualiser les tourbillons en fonction de l'angle d'incidence. Les photographies de la figure 1.2 montrent une visualisation du tourbillon généré au nez de fuselage et son éclatement, tel qu'il peut être observé en vol. Cet éclatement, similaire à celui observé autour des ailes delta, est susceptible ici d'interagir avec le champ aérodynamique de l'aile et de déstabiliser l'appareil.

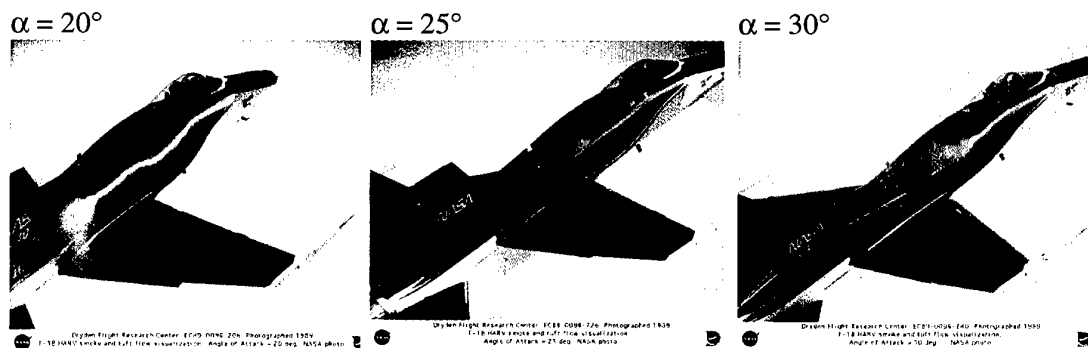


Fig. 1.2 : NASA F-18 "High Alpha Research Vehicle" aux incidences élevées montrant un tourbillon produit sur le nez du fuselage et son éclatement au-dessus de l'aile.

En outre, les tourbillons sont sources de nuisances diverses par génération de bruit et de vibrations et ils peuvent apporter une gêne à la navigation par influence sur un avion suiveur (cas des tourbillons de bout d'aile). L'aérodynamique des tourbillons concerne donc un domaine bien plus vaste que celui des avions de combat, puisqu'ils préoccupent les constructeurs d'avions de transport gros porteurs, les industriels de l'automobile, les turbo machinistes, les constructeurs de sous-marin, etc.

L'éclatement tourbillonnaire est sans conteste un phénomène majeur de la mécanique des fluides si l'on en juge par la variété des domaines où on le rencontre (aérodynamique, hydrodynamique, turbomachines, combustion, géo-physique, etc.) et par le grand nombre de publications qui lui ont été consacrées (et dont un aperçu est donné dans la bibliographie). Bien que connu depuis longtemps, l'éclatement est encore incomplètement élucidé sur le plan physique et sa modélisation se heurte à des difficultés sérieuses en raison de la complexité du champ aérodynamique dont il est difficile de capturer tous les composants. Durant les 50 dernières années, de nombreux auteurs se sont attachés à comprendre et décrire l'écoulement tourbillonnaire ainsi que le phénomène d'éclatement, puis à proposer diverses techniques de contrôle de l'éclatement destinées à le supprimer ou, au contraire, à le précipiter. Le phénomène intervient donc dans des configurations d'échelles très variées et se présente par voie de conséquence sous des aspects physiques souvent différents.

Dans des circonstances d'utilisation extrêmes, les règles de conception classiques où l'on s'attache à éviter par un design adéquat la survenue de phénomènes néfastes s'avèrent insuffisantes. On est alors amené à envisager des procédés de contrôle des écoulements en vue de maîtriser les circonstances défavorables et même d'en tirer profit. Ainsi, le contrôle de l'éclatement des tourbillons peut avoir pour objectif d'éliminer - ou de retarder - le phénomène, mais aussi de le provoquer ou de le précipiter. C'est ce que l'on cherchera pour créer un moment de roulis améliorant les qualités manœuvrantes d'un avion de combat ou bien si l'on désire tuer des tourbillons indésirables, ou au moins amoindrir leur force.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'études fondamentales sur un certain type d'écoulement tourbillonnaire éclaté et sur des méthodes de contrôle de l'éclatement. Grâce au développement de techniques d'exploration fines, notamment la vélocimétrie laser et l'imagerie par images de particules, on est désormais en mesure de définir avec précision la structure d'écoulements complexes. Dans la présente étude, nous allons nous concentrer sur l'écoulement tourbillonnaire incompressible résultant de l'enroulement des nappes de vorticité se détachant du bord d'attaque aigu d'une aile delta aux hautes incidences. Nous examinerons en détail les propriétés de champ tourbillonnaire éclaté, puis nous étudierons l'influence d'un contrôle par soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon.

L'objectif de ces recherches expérimentales est de mieux comprendre les propriétés de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta, de dégager les paramètres pouvant être utilisés dans un système de contrôle en boucle fermée destiné à déplacer le phénomène et d'expliquer les effets du contrôle sur la position d'éclatement ainsi que sur la structure du tourbillon. En effet, le contrôle effectif demande une compréhension du phénomène général, la mise en évidence des paramètres principaux permettant de boucler le système avec un signal de "feedback" et la capacité de manipuler les phénomènes par l'application de forces et de moments externes. Dans ce but, des essais ont été effectués en utilisant plusieurs méthodes expérimentales dans les souffleries et les tunnels hydrodynamiques de l'Onera.

Le chapitre 2 de ce mémoire est consacré à une bibliographie approfondie des études sur l'éclatement tourbillonnaire et les méthodes de contrôle du phénomène. Compte tenu du volume

considérable de publications sur le sujet, il nous a paru intéressant de faire un point aussi complet que possible des connaissances actuelles.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation des méthodes et moyens d'essais mis en œuvre pour les expériences effectuées dans le cadre de cette thèse.

Dans le chapitre 4, on discute les résultats d'une étude du contrôle par jets arrière exécutée dans un tunnel hydrodynamique.

Le chapitre 5 présente les résultats d'une analyse approfondie de l'éclatement tourbillonnaire au-dessus d'une maquette d'aile delta de grandes dimensions. Ces expériences ont été exécutées dans la soufflerie subsonique F2 du centre du Fauga-Mauzac.

Le chapitre 6 examine l'influence d'un contrôle par soufflage selon l'axe des tourbillons pratiqué près de l'apex de la même aile. Ces expériences ont été exécutées dans les souffleries S2Ch (du centre de Meudon) et F2, ce qui a permis une analyse instructive d'une possible influence de la taille de la veine d'essai.

2. BIBLIOGRAPHIE

2.1. Remarques générales

Les écoulements tridimensionnels décollés avec la formation concomitante des structures tourbillonnaires et leur éclatement suscitent l'attention des chercheurs depuis de très nombreuses années. Ainsi, plusieurs revues des différents aspects de l'éclatement tourbillonnaire ont déjà été publiées. Celles de Werlé (1971), de Hall (1972), de Leibovich (1978, 1984), d'Escudier (1988), de Nelson (1991), de Détery (1994) et de Visbal (1995) sont d'excellente qualité. Chacun de ces articles adopte un point de vue différent correspondant aux intérêts des auteurs en fonction des thèmes de leurs recherches. Toutefois, malgré des années de recherches théoriques, numériques et expérimentales, le phénomène n'est pas encore complètement compris. La présente revue ne doit pas être considérée comme une bibliographie exhaustive des œuvres sur le sujet, mais comme une présentation des travaux de nature théorique et expérimentale qui nous semblent les plus marquants.

Cette bibliographie ne présente pas une étude critique de toutes les références citées; il s'agit plutôt d'attirer l'attention du lecteur sur les divers travaux expérimentaux qui constituent les fondations de cette thèse. Les recherches peuvent être classées en trois rubriques: tourbillons confinés dans un canal, tourbillons de bout d'aile et tourbillons d'aile delta. Cette synthèse bibliographique sera principalement axée sur les tourbillons d'aile delta ; donc, la plupart des références concernent ce phénomène. Cependant, les expériences effectuées avec des tourbillons confinés et des tourbillons générés par d'autres méthodes sont présentées quand elles amènent des résultats significatifs.

La première partie de ce bilan bibliographique traite des observations et des résultats expérimentaux (voir § 9.1, Annexe 1, Tableau 9.1). La deuxième partie concerne des travaux théoriques et des simulations numériques (voir § 9.1, Annexe 1, Tableau 9.2). La troisième partie aborde les diverses méthodes de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire (voir § 9.1, Annexe 1, Tableau 9.3). Il est clair que l'Onera a contribué aux premières observations expérimentales et aux théories sur l'éclatement tourbillonnaire, en particulier par les visualisations effectuées aux tunnels hydrodynamiques du centre de Châtillon et qu'il continue à apporter une contribution importante sur ce sujet.

2.2. Etudes expérimentales

"L'observation des phénomènes [doit] nécessairement précéder l'élaboration de leur théorie." (Maurice Roy 1957)

2.2.1. Tourbillons d'aile delta

2.2.1.1. Remarques générales

Au début des années cinquante, M. Roy préconisait de donner une grande importance aux recherches sur la visualisation des écoulements. C'est Henri Werlé qui prit alors en charge ces recherches et son nom reste associé aux études expérimentales et visuelles sur les tourbillons, dont la plupart ont été effectuées dans des tunnels hydrodynamiques. Ainsi Werlé a observé les tourbillons principaux autour d'une aile delta par différentes méthodes de visualisation de l'écoulement (Werlé 1953). En 1954, il a effectué des essais qui ont permis de préciser la phénoménologie de l'écoulement autour des ailes en flèche aux faibles vitesses et, en particulier, l'influence de l'incidence. Ces résultats indiquent l'existence, sur l'extrados de chaque demi-aile, d'un tourbillon principal qui résulte de l'enroulement d'une "nappe" tourbillonnaire se détachant le long du bord d'attaque et normalement à l'aile. Au cours de ces essais, Werlé a observé et

photographié un phénomène spectaculaire se produisant au-dessus de l'extrados des ailes delta que l'on désigne actuellement sous le nom d'éclatement tourbillonnaire (voir Fig. 2.1). Il avait ainsi décrit : "l'existence d'une zone de remous marginale englobée par la nappe tourbillonnaire précédente entre le bord d'attaque et le "cornet". Cette zone est assez perturbée au voisinage des pointes arrières où l'on observe des remontées de fluide vers l'avant" (Werlé 1954). Par ailleurs, Werlé a étudié l'influence sur les tourbillons de l'incidence, du nombre de Reynolds, de l'épaisseur du profil, de la forme du bord d'attaque, de la flèche et du dérapage. Ses visualisations ont été confirmées par les travaux de Peckham et Atkinson (1957) et par ceux de Elle (1958) sur les tourbillons d'apex d'aile delta.

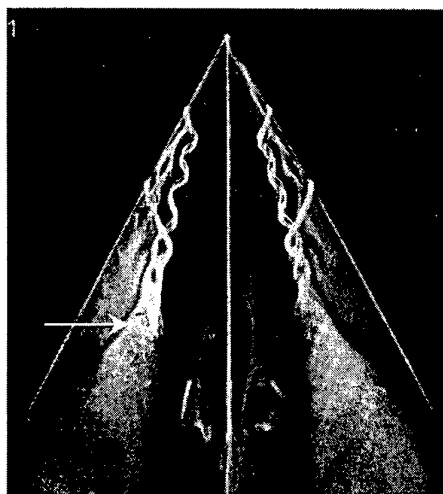


Fig. 2.1 : Photographie du phénomène d'éclatement tourbillonnaire. La zone d'éclatement est indiquée par la flèche (Werlé 1954).

Peckham et Atkinson (1957) ont effectué des essais dans une soufflerie basse vitesse autour d'une aile ogivale à bord d'attaque aigu. Leurs travaux ont mis en œuvre des mesures de forces à l'aide d'une balance, des visualisations pariétales et des tomoscopies par plan de lumière du champ aérodynamique. Ils ont observé que les tourbillons proviennent de l'enroulement conique des nappes rotationnelles détachées depuis le bord d'attaque aigu de la maquette. L'axe du tourbillon suit

sensiblement le bord d'attaque de l'aile et sa position sur l'aile est constante pour des vitesses amont variées. Ainsi, le nombre de Reynolds a peu d'effet sur la géométrie et la position du tourbillon : c'est le bord d'attaque aigu qui fixe ici la ligne de décollement. Les visualisations pariétales ont en outre mis en évidence les lignes de décollement et d'attachement des tourbillons principaux et des tourbillons secondaires. Peckham et Atkinson (1957) ont également observé que le rayon des tourbillons augmente le long de la corde de l'aile jusqu'au point d'éclatement caractérisé par une dilatation rapide du cœur des tourbillons.

Elle (1958) a étudié l'écoulement autour d'ailes delta d'allongements de 1 à 2,3 avec des bords d'attaques aigus dans l'eau et l'air. Le but de ses recherches était de définir la position du cœur du tourbillon en fonction de l'angle d'incidence. Il a observé que le cœur du tourbillon principal apparaît à l'apex et suit une ligne à peu près parallèle au bord d'attaque, mais située à l'intérieur du profil de quelques degrés. Le tourbillon est rectiligne jusqu'au bord de fuite où il se positionne dans la direction générale de l'écoulement, excepté s'il y a éclatement. Elle a noté que l'éclatement tourbillonnaire se produit en aval du bord de fuite pour les petits angles d'incidence. Une augmentation de l'incidence conduit à la remontée de l'éclatement vers l'amont. De même, il a observé que - à incidence constante - plus l'angle de flèche est grand, plus l'éclatement se déplace vers l'aval (Elle 1958). Les résultats des visualisations pariétales ont montré que les tourbillons sont indépendants du nombre de Reynolds, sauf en ce qui concerne la position du tourbillon secondaire. Tous ces résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie et les calculs de Brown et Michael (1955).

Werlé (1958) a effectué de nouveaux essais dans le tunnel hydrodynamique de l'Onera pour vérifier la conicité de l'écoulement autour d'une aile delta et confirmer l'idée théorique de Legendre (1952, 1953) selon laquelle l'écoulement en amont de l'éclatement tourbillonnaire peut-être considéré comme quasi-cylindrique.

C'est au début des années soixante que l'éclatement des tourbillons d'aile delta a fait l'objet d'études expérimentales détaillées dans le monde entier. Werlé (1960) a effectué quelques essais avec une aile delta de 60° de flèche qui lui ont permis de préciser le mécanisme de l'éclatement, l'influence des conditions aval et celle des principaux paramètres. Il a décrit la structure des tourbillons et de l'éclatement et mis en évidence l'importance des paramètres géométriques de l'aile. Ainsi, il a constaté que l'épaisseur de l'aile et le rayon de son bord d'attaque ont un effet analogue à celui de l'incidence. La forme de l'aile a aussi une influence non négligeable sur l'apparition de l'éclatement. Il a établi l'effet de l'incidence et du dérapage sur la position de l'éclatement en montrant qu'un accroissement de l'incidence induit une remontée progressive du point d'éclatement vers l'apex, réduisant ainsi de manière continue la partie laminaire du noyau. Il a aussi montré que les phénomènes sont très sensibles aux conditions aval (Werlé 1960).

Lawford et Beauchamp (1961) ont étudié la position de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 70° de flèche avec des bords d'attaque rendus aigus grâce à des chanfreins de 30° sur l'intrados. Ces essais ont été réalisés dans une soufflerie basse vitesse où l'éclatement a été visualisé par ensemencement de l'écoulement. Ces auteurs ont observé qu'une augmentation de l'incidence induit un déplacement de la position de l'éclatement de l'aval vers l'amont. Pour une incidence de 32° , la position d'éclatement est située au-dessus du bord de fuite de l'aile. Pour des incidences de

34°, 36° et 38° l'éclatement est observé respectivement à 50%, 35% et 28% de la corde. Par ailleurs, des mesures de pression à la paroi ont été effectuées pour une section située à 80% de la corde. Lawford et Beauchamp ont noté que l'intensité et la composante basse fréquence du signal de pression augmentent brusquement en aval de la position d'éclatement. Ce phénomène n'est pas dû à un effet local de l'éclatement, mais à un changement global de l'écoulement associé au mouvement amont de la position d'éclatement (Lawford et Beauchamp 1961).

Lambourne et Bryer (1961) ont effectué des études systématiques et détaillées pour identifier plusieurs caractéristiques propres à l'écoulement tourbillonnaire et à l'éclatement sur des ailes delta avec des bords d'attaques aigus et des flèches comprises entre 65° et 80°. Ils ont effectué leurs études dans un tunnel hydrodynamique et dans une soufflerie basse vitesse et ont établi que l'éclatement tourbillonnaire consistait en une décélération brutale de la vitesse axiale et une dilatation du cœur du tourbillon autour du point d'arrêt suivie par une zone de recirculation et un écoulement plus turbulent. Dans le tunnel hydrodynamique, Lambourne et Bryer ont visualisé deux types d'éclatement : l'un dit "bulbe" (axisymétrique) et l'autre "spiral" (voir Fig. 2.2). Pendant ces essais, l'éclatement spiral a été observé le plus fréquemment. Il est constitué de trois parties: la première correspond à une décélération de la composante de vitesse axiale, la seconde à un changement brutal du cœur du tourbillon, où le colorant est dévié dans une spirale qui tourne dans le sens contraire du tourbillon à l'amont ; dans la troisième située plus en aval la spirale elle-même devient une zone très turbulente. Lambourne et Bryer ont observé que l'éclatement est sensible aux effets du gradient de pression le long du tourbillon, à l'angle de flèche de l'aile et à l'incidence. Une augmentation de l'angle d'incidence ou une décroissance de l'angle de flèche font remonter la position de l'éclatement. Ils ont noté que la position de l'éclatement est plus sensible aux effets

d'incidence près du bord de fuite de l'aile que près de l'apex. En revanche, le nombre de Reynolds n'a pas d'influence sur la position de l'éclatement pour les ailes delta à bords d'attaque aigus (voir Fig. 2.3). Ils ont observé que les valeurs minimales du coefficient de pression sont moins importantes en aval de l'éclatement qu'en amont.

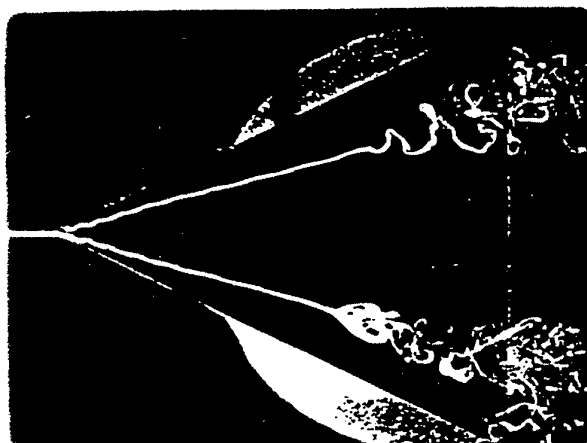


Fig. 2.2 : Eclatement bulbe et éclatement spiral (Lambourne et Bryer 1961).

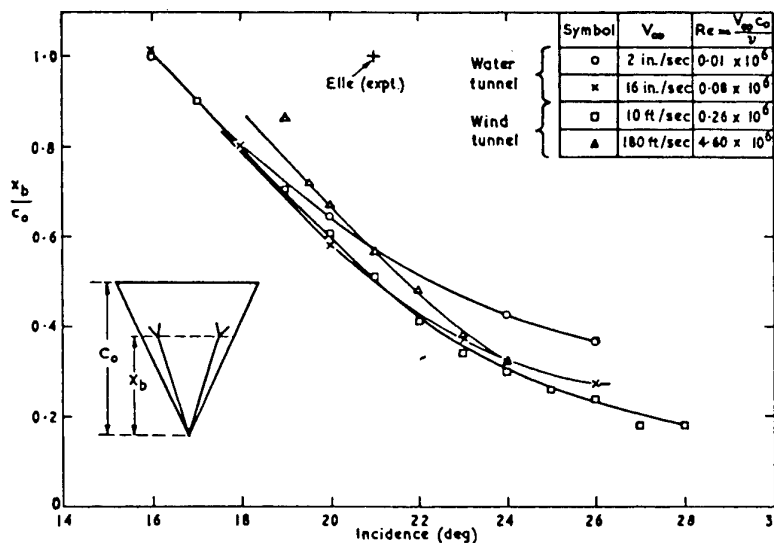


FIG. 12. Burst position vs. incidence for various Reynolds numbers.
Delta plate, $\Lambda = 65$ deg.

Fig. 2.3 : Position X_b/c de l'éclatement en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds (Lambourne et Bryer 1961).

Earnshaw (1964) a effectué des expériences en soufflerie basse vitesse utilisant des ailes symétriques avec cinq surfaces différentes. Parmi ces ailes, figurent deux ailes delta d'angle de flèche 65° et 70° . Un système de strioscopie lui a permis de constater que l'éclatement

tourbillonnaire coïncide avec une disparition des gradients de densité. Des visualisations pariétales sur l'extrados des ailes lui ont permis d'observer une zone de transition laminaire-turbulent le long de la ligne de décollement secondaire. La transition correspond à un déplacement de cette ligne vers le bord d'attaque et à un élargissement du tourbillon secondaire. La zone de transition se déplace en amont quand l'angle d'incidence augmente. Finalement, Earnshaw a mis en évidence l'importance de l'angle de flèche dans la formation du tourbillon. Il a montré que les paramètres géométriques de l'aile (épaisseur, angle de chanfrein, etc.) sont importants pour la comparaison des résultats expérimentaux.

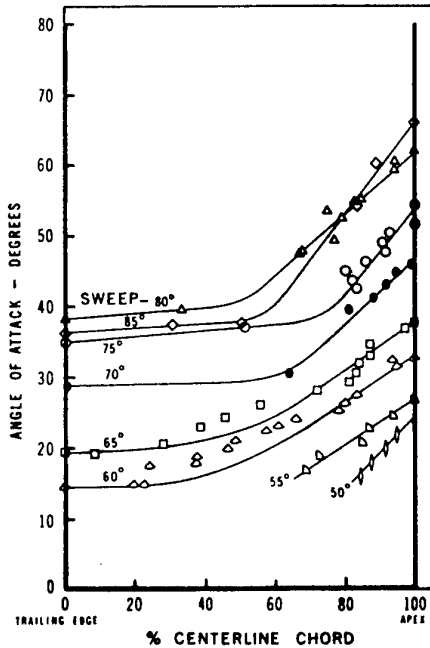
Une étude systématique des effets de l'angle de flèche et de l'angle d'incidence sur la position d'éclatement a aussi été réalisée. Werlé (1965) a repris certains essais aux tunnels hydrodynamiques et a cherché à décrire les caractéristiques des tourbillons (structure, position, vitesse axiale, élanement) et leur évolution en fonction de l'incidence, du dérapage, de la vitesse, ainsi que de la forme de l'aile. Ainsi, il a observé que les effets du nombre de Reynolds restent faibles sur les tourbillons principaux. Une augmentation de l'incidence accroît le diamètre des cœurs et les déplace vers l'apex. Plus l'incidence est grande, plus la vitesse sur l'axe du tourbillon est élevée et plus le point où son maximum de vitesse est atteint est proche de l'apex. La diminution de l'élanement de l'aile a pour effet de déplacer les tourbillons vers le bord d'attaque et l'éclatement vers l'amont.

Wentz et Kohlman (1971) ont effectué une étude de la position de l'éclatement en fonction de l'incidence et de l'angle de flèche autour de treize maquettes différentes, cet angle variant de 45° à 85° . Les résultats (voir Fig. 2.4) montrent qu'avec un accroissement de l'incidence, la position de l'éclatement évolue plus rapidement près du bord de fuite que près de l'apex. Ces auteurs ont

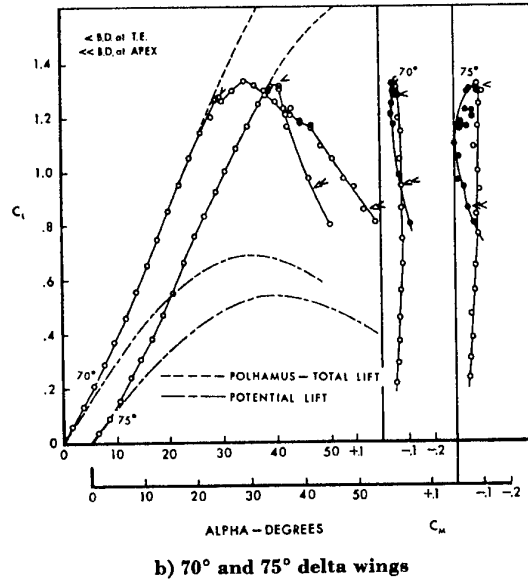
constaté l'importance du gradient de pression adverse pour l'éclatement situé près du bord de fuite de l'aile. A une incidence donnée, l'accroissement de l'angle de flèche fait reculer la position de l'éclatement. Ils ont confirmé les observations de Earnshaw (1964) indiquant que l'éclatement dépend davantage de la géométrie près de l'apex que de celle près du bord de fuite. Concernant les ailes delta avec un angle de flèche supérieur à 70° , ils ont montré qu'il y a un changement du coefficient de portance quand la position de l'éclatement se déplace pour venir se positionner sur l'extrados. Cette corrélation n'existe plus pour les ailes de plus faible flèche. Wentz et Kohlman ont mis en évidence un bon accord entre leurs résultats et la théorie de Polhamus (1971) prédisant la portance sur les ailes de forte flèche. Les résultats sont remarquablement proches pour les ailes delta de 70° à $77,5^\circ$ de flèche.

Polhamus (1971) a développé une théorie pour prédire les caractéristiques de la portance et de la traînée des ailes delta qui s'applique aux ailes plates et minces avec des bords d'attaques aigus qui fixent le décollement. La portance induite par les tourbillons est non-linéaire et elle est plus grande que les valeurs déduites de la théorie de l'écoulement potentiel. Le coefficient de portance total de l'aile est la somme des coefficients de portance dus à l'écoulement potentiel ($C_{Lp} = K_p \sin\alpha \cos^2\alpha$) et aux tourbillons ($C_{Lv} = K_v \sin^2\alpha \cos\alpha$). Dans ces expressions, K_p représente le gradient de force normale donné par la théorie potentielle et $K_v = \partial C_{Sp} / \partial \alpha^2 = (C_{Tp} / \partial \alpha^2) (1 / \cos \Lambda_{LE})$ où C_{Tp} représente la poussée au bord d'attaque et C_{Sp} l'aspiration au bord d'attaque. Comparée aux résultats expérimentaux, la portance prédite par cette méthode est bonne jusqu'aux angles d'incidence de 20° . Pour les incidences supérieures à 20° , l'éclatement tourbillonnaire perturbe l'écoulement suffisamment pour que la théorie s'écarte de la réalité.

a)



b)



b) 70° and 75° delta wings

Fig. 2.4 : Résultats expérimentaux de Wentz et Kohlman (1971). (a) Position d'éclatement en fonction de l'incidence et de l'angle de flèche. (b) Coefficient de portance et coefficient de moment comparés avec la théorie de Polhamus (1971). La flèche simple indique la position d'éclatement au bord de fuite et la double flèche indique la position d'éclatement à l'apex.

En 1971, Werlé a publié un article de synthèse des travaux effectués aux tunnels hydrodynamiques de l'Onera depuis 1954. Il confirme que la remontée de l'éclatement sur l'aile est liée à l'augmentation de l'incidence (voir Fig. 2.5). Il a aussi noté la forte influence du dérapage sur la position d'éclatement. L'éclatement du tourbillon au vent se rapproche de l'apex tandis que celui de tourbillon sous le vent s'éloigne vers l'aval (voir Fig. 2.6). Concernant la flèche, si l'on compare à incidence constante et dérapage nul une série d'ailes delta à angles de flèche différents, on constate que l'éclatement progresse d'aval en amont lorsque l'angle de flèche diminue. Il dégagait les premiers critères empiriques permettant de prédire la position de l'éclatement du tourbillon d'apex d'une aile delta en fonction de l'incidence et de la flèche.

Fig. 2.5

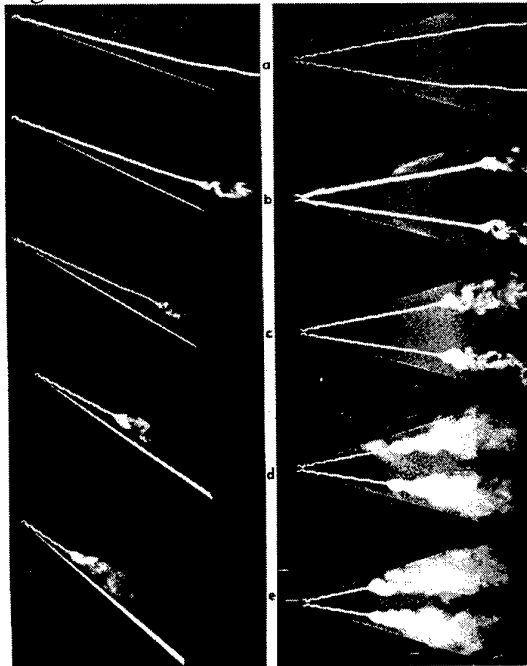


Fig. 2.6

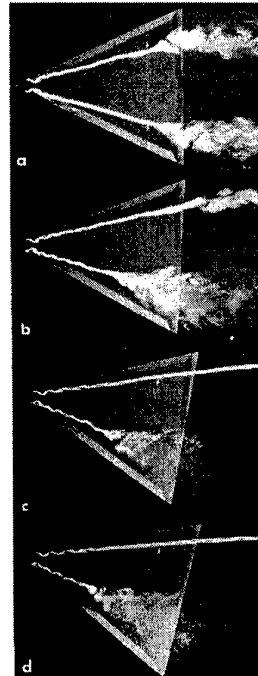


Fig. 2.5 : Evolution de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 75° de corde 200mm à $Re_c = 2 \times 10^4$ en fonction de l'incidence. A gauche, vues de profil. A droite, vues de l'extrados. (a) $\alpha = 20^\circ$ (b) $\alpha = 25^\circ$ (c) $\alpha = 30^\circ$ (d) $\alpha = 35^\circ$ (e) $\alpha = 40^\circ$ (Werlé 1971).

Fig. 2.6 : Evolution de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 65° à $\alpha = 20^\circ$ et à $Re_c = 1,3 \times 10^4$ en fonction du dérapage. (a) $\beta = 0^\circ$ (b) $\beta = 5^\circ$ (c) $\beta = 10^\circ$ (d) $\beta = 15^\circ$ (Werlé 1971).

Hummel (1978) a publié un bilan de ses études sur une aile delta effectuées entre 1962 et 1972. Il a aussi exécuté des mesures de forces, de pression pariétale, des visualisations pariétales ainsi que des sondages de l'écoulement par sondes à cinq trous et à fils chauds (Hummel 1965, 1967). Ces premières cartographies de l'écoulement tourbillonnaire, en régimes laminaire et turbulent, lui ont permis de proposer un mécanisme de formation des tourbillons principaux et secondaires. Les tourbillons secondaires se forment entre les tourbillons principaux et les bords d'attaque sous l'effet du gradient de pression adverse. Ils s'enroulent avec un sens de rotation contraire à celui des tourbillons principaux. Du fait de ces tourbillons secondaires, l'écoulement ne correspond plus à un écoulement conique. D'après les visualisations pariétales, Hummel a observé un déplacement vers les bords d'attaque des lignes de décollements secondaires, ce qui confirme les observations de

Earnshaw (1964). Il a constaté que ce déplacement est issu d'une zone de transition entre écoulements laminaire et turbulent qui change la position du tourbillon secondaire et de sa ligne de décollement.

Chigier (1974) a réalisé, à l'aide d'un vélocimètre laser, les premières mesures quantitatives et non-intrusives au sein d'un écoulement tourbillonnaire éclaté sur une aile delta de 70° de flèche placée à 35° d'incidence. Cette technique expérimentale, qui va être détaillée dans un chapitre suivant, a réactivé des études diverses sur les écoulements tourbillonnaires.

Solignac (1982) a relancé des expériences sur une aile delta de 75° de flèche dans la soufflerie S2LCh du centre de Chalais-Meudon de l'Onera. L'aile est fixée à 20° d'incidence pour une vitesse de l'écoulement amont $U_\infty = 14,5\text{m/s}$. Au cours de cette étude, il s'est intéressé à l'influence du gradient de pression adverse sur l'éclatement en aval de l'aile. Dans une configuration éclatée, Solignac a noté au début de l'éclatement de fortes fluctuations longitudinales localisées près de l'axe. Ceci correspond au fait que les profils de vitesse longitudinale subissent dans cette région des changements notables et que le domaine d'éclatement fluctue longitudinalement suite à une instabilité du champ moyen. Une recherche de critère de stabilité a été faite en utilisant les articles de Howard et Gupta (1962) et de Garg et Leibovich (1979). A partir de ces résultats, Solignac (1982) a vérifié le bien-fondé de la théorie de Benjamin (1962, 1967) relatif à l'état supercritique de l'écoulement avant l'éclatement et la conformité des résultats expérimentaux avec le critère de Ludwig (1961, 1962) concernant une instabilité interne au voisinage de l'axe du tourbillon. Solignac a aussi caractérisé les conditions de l'éclatement du tourbillon pour une configuration donnée. Les expériences ont révélé par ailleurs l'existence d'un état d'instabilité entre deux

configurations moyennes correspondant chacune à une position différente du point d'éclatement. Mais il n'a pas précisé la nature de ce phénomène ni déterminé sa cause.

Suite aux essais précédents, Solignac et Leuchter (1983) ont effectué une étude approfondie de l'influence des paramètres fondamentaux caractérisant d'une part l'organisation moyenne de l'écoulement tourbillonnaire (relative aux composantes axiale et tangentielle de la vitesse) et d'autre part l'intensité de la perturbation provoquant l'éclatement (gradient de pression adverse). Le tourbillon a été soigneusement défini immédiatement en amont du point d'éclatement, là où commence le processus de déstabilisation conduisant à l'éclatement. Une courbe limite d'éclatement, fonction de deux paramètres caractérisant l'un l'intensité du tourbillon, l'autre l'amplitude du saut de pression auquel il est soumis, a pu être déterminée par l'expérience (Solignac 1984). La prévision de l'éclatement échappe encore à la théorie.

Molton (1984) et Pagan et Solignac (1986) ont poursuivi ces essais en complétant les mesures antérieures effectuées à l'aide d'une sonde de pression anémoclinométrique à 5 trous, ainsi que d'un vélocimètre laser bidirectionnel, par des mesures utilisant un vélocimètre laser à trois composantes. Ces essais avaient pour but d'étudier plus finement la région de l'éclatement tourbillonnaire et le champ a été exploré en un plus grand nombre de sections permettant de mieux définir l'organisation de la zone éclatée. Les essais ont été effectués avec une aile de 75° de flèche et une corde c de 560mm placée à une incidence de $19,3^\circ$ dans un écoulement dont la vitesse amont uniforme était égale à 14,5m/s ($Re_c = 5,8 \times 10^5$). La position d'éclatement était située à environ 240mm en aval du bord de fuite de l'aile. Ces auteurs ont montré, qu'en dehors de la zone de recirculation, les résultats donnés par la sonde de pression et par la vélocimétrie laser étaient voisins. En revanche, ils ont

enregistré un déficit systématique sur la mesure de la vitesse axiale mesurée par vélocimétrie laser en présence de la sonde et ont mis en évidence les perturbations dues à la sonde sur le phénomène tourbillonnaire (Molton 1984 ; Pagan et Solignac 1986). Les visualisations par tomoscopie laser ont été enregistrées soit avec des films à cadence rapide (1000 à 4000 images/seconde), soit pour une durée d'exposition très courte (15ns). Ces images montrent la structure spirale de l'éclatement et les cellules à l'intérieur du bulbe de recirculation. Ils ont noté que la région près de l'origine de l'éclatement est animée d'oscillations longitudinales de grande amplitude et de basse fréquence.

Pagan et Solignac (1985) et Molton (1984, 1986) ont effectué une analyse détaillée de l'écoulement tourbillonnaire sur l'extrados d'une aile delta de 75° de flèche placée sous une incidence de 20° dans un écoulement de vitesse $U_\infty = 20\text{m/s}$ ($Re_c = 0,72 \times 10^6$). Le montage est constitué d'une aile delta en acier de 5mm d'épaisseur (envergure de 268mm au bord de fuite, corde de 500mm). La maquette est biseautée sous un angle de 15° à l'intrados et elle est équipée de 36 prises de pression. L'aile est montée sans dérapage mais avec un angle de roulis de 6° de façon à éviter l'occultation de certains des faisceaux laser par la maquette. Le champ aérodynamique a été exploré au moyen d'un vélocimètre laser tridirectionnel et d'une sonde de pression anémoclinométrique à 5 trous. L'ensemble des essais est complété par des visualisations pariétales par enduit visqueux et des visualisations de l'écoulement au-dessus l'aile par tomoscopie laser. Les résultats obtenus montrent l'existence de trois zones bien distinctes : la zone de décollement à proximité immédiate du bord d'attaque, le tourbillon principal formé par enroulement de la nappe issue du bord d'attaque et le tourbillon secondaire résultant du décollement du fluide s'écoulant sous le tourbillon principal en direction du bord d'attaque de l'aile (Pagan et Solignac 1985 ; Molton 1984 et 1986).

Verhaagen et Kruisbrink (1985) ont effectué des expériences avec une sonde cinq trous sur l'extrados d'une demi-aile en regardant les caractéristiques du cœur du tourbillon. Ils ont comparé ces résultats avec un modèle de tourbillon conique proposé par Stewartson et Hall (1963) dans lequel ils ont inclus un paramètre d'entraînement, ce qui a rendu les résultats proches de l'écoulement mesuré.

Molton (1986) a effectué les premiers essais sur une aile delta dans la soufflerie de grandes dimensions F2 du centre du Fauga-Mauzac de l'Onera. Le champ aérodynamique sur l'extrados d'une aile de 75° de flèche a été analysé en détail par tomoscopie laser, visualisations par enduit visqueux, mesures de pressions pariétales et vélocimétrie laser bidirectionnelle. Les mesures pariétales ont été effectuées à des vitesses amont U_∞ variant de 10m/s à 75m/s et des incidences α de 5° à 30° . Ces résultats ont permis de caractériser l'influence de la nature de la couche limite ainsi que certains effets du nombre de Reynolds qui se traduisent essentiellement par une évolution de la position de la zone de transition laminaire-turbulent déjà identifiée par Earnshaw (1964) et Hummel (1978). Molton a noté, qu'en amont de la transition, le décollement secondaire est plus étalé qu'en aval, ce qui entraîne une inflexion de la ligne de décollement secondaire au cours de la transition (1986). Les mesures de champ ont été exécutées dans sept plans le long de lignes horizontales parallèles à l'aile et perpendiculaires à la vitesse amont pour $U_\infty = 24$ et 40m/s et une incidence $\alpha = 20^\circ$. Ces résultats ont permis de caractériser les propriétés des composantes moyennes de la vitesse et de la turbulence des tourbillons principal et secondaire. Le tourbillon principal ne semble pas être tout à fait cylindrique, mais il présente une bonne similitude conique et une structure indépendante du nombre de Reynolds. En revanche, les résultats montrent que la structure du tourbillon secondaire évolue avec la nature de la transition laminaire-turbulent de la couche limite.

Ayoub et McLachlan (1987) ont effectué des essais sur une aile delta de 76° de flèche. Ils ont observé quatre régimes d'éclatement en augmentant l'incidence de 10° à 90° : pas d'éclatement sur l'aile ; aucune interaction entre les tourbillons et la position d'éclatement de chaque côté de l'aile ; interactions périodiques transversales et longitudinales entre les deux tourbillons et leurs positions d'éclatement ; décollement complet. Ils ont constaté que les interactions et oscillations des positions d'éclatement sont liées à l'incidence et donc à la proximité de l'éclatement à l'apex de l'aile.

Portnoy (1988) a effectué une étude sur l'oscillation de la position d'éclatement au cours de laquelle il a constaté que la fluctuation de la position est due à l'interaction entre les deux tourbillons principaux. Il a observé que les oscillations de la position d'éclatement et les interactions sont plus fortes si l'éclatement a lieu sur la moitié amont de l'aile, près de l'apex.

Payne, Ng, Nelson et Schiff (1988) ont effectué une étude visuelle détaillée sur des ailes delta de 70° à 85° de flèche. Les résultats de leurs visualisations par tomoscopie laser pour des nombres de Reynolds de 85,000 à 425,000 ont permis de caractériser la structure des tourbillons et leur éclatement. Une combinaison de plans latéraux et longitudinaux permettait l'observation de détails tridimensionnels en amont du point d'éclatement, dans la région d'éclatement et en aval de celle-ci. Les tomoscopies laser ont été enregistrées avec des appareils photographiques et des caméras rapides. Ces images confirment que les deux types d'éclatement - bulbe et spiral - existent sur l'extrados de l'aile delta. Les images venant des caméras rapides montrent que le bulbe contient à l'intérieur une structure en spirale. En outre, Payne *et. al.* ont analysé des paramètres physiques qui ont une influence sur la position de l'éclatement et ceux qui n'ont pas des effets sur sa position. Ils ont aussi constaté qu'il existe des sous-structures stationnaires dans la nappe de cisaillement. Les

auteurs ont effectué des mesures par vélocimétrie laser unidirectionnelle donnant la composante de la vitesse axiale et son écart-type. Ces mesures indiquent que le cœur du tourbillon est de type jet en amont de l'éclatement et de type sillage en aval l'éclatement.

Solignac, Pagan, Molton (1988, 1989) et Pagan (1989, 1990) ont réalisé une série d'essais avec une aile de 75° de flèche dans trois souffleries de l'Onera qui ont été utilisées de manière à changer le nombre de Reynolds. L'écoulement était toujours laminaire dans l'une des souffleries et une zone de transition laminaire-turbulent a été mise en évidence dans les deux autres. L'écoulement a été étudié à partir de visualisations et d'explorations par sondes de pression de type 5-trous et par vélocimétrie laser. Les résultats indiquent que le tourbillon secondaire est plus grand dans les conditions laminaires que dans les conditions turbulentes. La taille et la position du tourbillon principal étaient relativement constantes dans les trois souffleries, mais la distribution de la pression pariétale a changé avec les dimensions de la maquette.

Kegelman et Roos (1989) ont effectué des expériences avec des ailes delta de 70° de flèche et six formes différentes de bord d'attaque. Ils ont observé que la forme du bord d'attaque a une influence significative sur la position d'éclatement. Les ailes à bord d'attaque arrondi ou rectangulaire n'ont pas une ligne de décollement fixée par une arête et présentent une position d'éclatement plus en aval que les ailes à bord d'attaque aigu. Ainsi, les ailes à bord d'attaque aigu ont une position d'éclatement plus amont et ce quelle que soit l'incidence considérée. Les auteurs ont montré qu'il n'y a pas une forte corrélation entre le coefficient de portance et l'éclatement. Les caractéristiques du décollement au bord d'attaque et l'intensité du tourbillon sont les facteurs les plus importants pour la portance générée par le tourbillon principal. Donc, les ailes à bord d'attaque aigu produisent les

tourbillons les plus intenses. Kegelman et Roos ont également effectué des mesures par vélocimétrie laser. Les résultats significatifs de cette partie de l'étude montrent que l'éclatement est asymétrique, indiquant un type spiral.

Afchain et Deluc (1991, 1993), Molton (1992) et Laval-Jeantet (1993) ont poursuivi leurs études de l'éclatement sur l'extrados des ailes delta avec des maquettes de 70° et 75° de flèche. Les visualisations par tomoscopie laser ont permis de définir la position d'éclatement en fonction de l'incidence qui variait de 20° à 40° . Ils ont effectué une étude détaillée par enduit visqueux et vélocimétrie laser tridirectionnelle pour l'aile de 70° de flèche, à une vitesse de 24m/s et à 26° d'incidence. Puis, une étude identique a été réalisée pour l'aile de 75° de flèche à une vitesse de 24m/s et à 33° d'incidence. Tous ces essais ont été faits avec une cale biaise qui a facilité les sondages au vélocimètre laser à proximité immédiate de l'aile. L'étude fine consistait, pour une incidence donnée, à mesurer les vitesses moyennes et leurs fluctuations tout au long d'un des deux tourbillons (à gauche), en amont et en aval du point d'éclatement. Ces mesures de vitesse détaillées ont permis de définir la structure de l'écoulement moyen et une topologie caractérisée par la présence de cercles limites a été mise en évidence.

2.2.1.2. Nappe de cisaillement et sous-structures discrètes

La plupart des études effectuées dans les écoulements tourbillonnaire ont eu pour but la compréhension du phénomène de l'éclatement (sa formation, sa structure, son instabilité). Peu d'attention a été focalisée sur la source du rotationnel dans l'écoulement et son influence sur l'éclatement. Le rotationnel de l'écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta provient de la nappe de cisaillement qui décolle au bord d'attaque et s'enroule pour former le tourbillon principal.

Récemment, la nappe de cisaillement est devenue le sujet de plusieurs études expérimentales au cours desquelles, deux types de sous-structures tourbillonnaires ont été observés dans la nappe de cisaillement : sous-structures instationnaires temporellement périodiques ; sous-structures stationnaires.

Gad-El-Hak et Blackwelder (1985), Reynolds et Abtahi (1989) et Lawson (1989) ont observé des sous-structures qui étaient non-stationnaires. Gad-El-Hak et Blackwelder (1985) ont effectué des essais au moyen de visualisations par colorants autour de deux ailes delta de 45° et 60° de flèche, dans un tunnel hydrodynamique. Le but de ces essais était de mieux comprendre la structure des nappes de cisaillement qui décolle au bord d'attaque et se forment les tourbillons principaux. Dans un plan longitudinal, ils ont observé des traces, sombres et lumineuses, de colorant le long des bords d'attaque, ce qui indique l'existence de sous-structures discrètes (voir Fig. 2.7). Une vue du bord de fuite, perpendiculaire à l'extrados, montre des tourbillons discrets qui s'enroulent avec la nappe de cisaillement autour des tourbillons principaux (voir Fig. 2.7). Ils ont noté que, souvent, deux de ces tourbillons discrets se réunissent en un tourbillon plus large dans la nappe de cisaillement. Grâce à l'enregistrement vidéo, les auteurs ont déterminé le nombre des sous-structures discrètes qui sont passées à un endroit proche du bord d'attaque pendant un temps fixé. Ils en ont déduit une fréquence naturelle de décollement telle que : $f_0 c / U_\infty = 1625 / \sqrt{Re_c}$. Ils ont noté que pour une vitesse amont constante, le nombre de tourbillons décollant dans un temps fixé diminue quand l'angle d'incidence augmente (Gad-El-Hak et Blackwelder 1985).

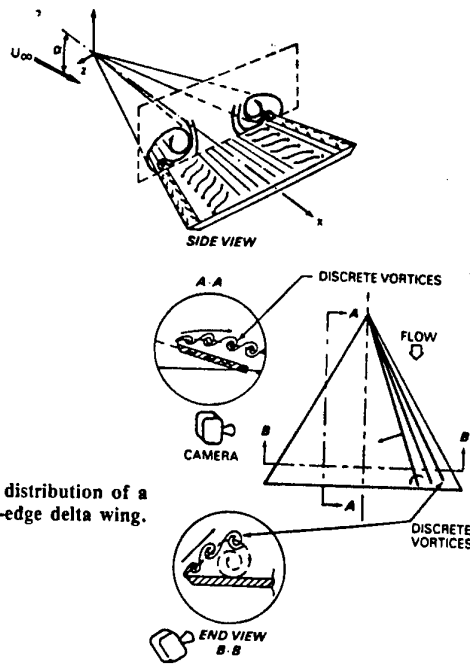


Fig. 1 Flow distribution of a sharp leading-edge delta wing.

Fig. 2.7 : Schéma des sous-structures dans la nappe de cisaillement venant des observations dans un tunnel hydrodynamique (Gad-El-Hak et Blackwelder 1985).

Reynolds et Abtahi (1989) ont analysé le décollement périodique (vortex shedding) des tourbillons discrets dans la couche de cisaillement et l'importance des instabilités qui sont associées à ces phénomènes. Dans un écoulement à bas nombre de Reynolds, ils ont observé le décollement périodique des tourbillons discrets dans la couche de cisaillement, mais le phénomène n'était pas toujours présent. Ils ont constaté que ces tourbillons, observé par Gad-El-Hak et Blackwelder (1985) et par eux-même aux faibles nombres de Reynolds, venaient d'une perturbation de l'écoulement à la surface de l'eau au début de l'essai. Cette instabilité avait ainsi pour origine une vague de surface d'une amplitude relativement petite.

En revanche, la forme stationnaire des sous-structures discrètes mise en évidence par Payne *et al.* (1988) et d'autres chercheurs, a souvent été observée. Reynolds et Abtahi (1989) décrivent ce phénomène comme une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (Drazin et Reid 1981) qui existe sans les instabilités de l'écoulement aux nombres de Reynolds plus élevés. Les auteurs ont observé ces

structures dans leurs visualisations latérales et longitudinales (voir Fig. 2.8). Pendant son déplacement vers l'aval, chaque sous-structure prend la forme d'une spirale hélicoïdale autour du tourbillon principal. Ils suggèrent que les tourbillons discrets sont enroulés autour du tourbillon principal par les forces de cisaillement générées par les tourbillons secondaires à l'intérieur du bord d'attaque. Ils ont constaté que le développement des tourbillons principaux est lié à l'instabilité de la couche de cisaillement et à la formation des tourbillons discrets.

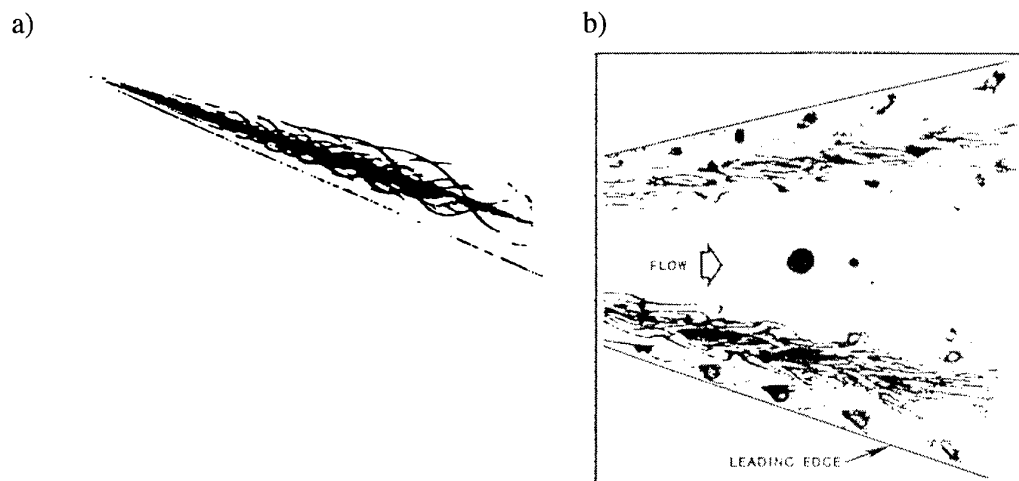


Fig. 2.8 : Visualisation de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 75° à $Re_c = 2 \times 10^4$. (a) Vue longitudinale de côté montrant les sous-structures hélicoïdales. (b) Vue horizontale de dessus (Reynolds et Abtahi 1989).

Lowson (1989) a effectué des expériences autour d'une aile delta de 70° de flèche à basse vitesse ($3 \times 10^3 < Re_c < 3 \times 10^4$) par tomographie laser. Ces résultats identifient la position et la forme des tourbillons principaux. Il a observé des instabilités dans la nappe de cisaillement qui s'enroule pour former les tourbillons. Ces sous-structures sont sensibles à une large gamme de fréquences et de petites amplitudes de vibration comme l'ont constaté Ho et Huerre (1984) pour des couches de cisaillement bidimensionnelles. Lowson (1989) a observé que les instabilités dans les tourbillons étaient associées aux vibrations du ventilateur de sa soufflerie. Ces résultats correspondent aux

observations de Reynolds et Abtahi (1989) qui ont noté que les tourbillons discrets sont sensibles aux perturbations dans l'écoulement.

Gordnier (1991) a effectué une étude numérique sur les tourbillons d'une aile delta de 76° de flèche à $20,5^\circ$ d'incidence et à $Re_c = 5 \times 10^4$. Le but est d'observer des instabilités dans les couches de cisaillement qui sortent des bords d'attaque et s'enroulent autour des tourbillons principaux. Il a proposé que ces instabilités, supposées être de type Kelvin-Helmholtz (Drazin et Reid 1981), sont caractérisées par la formation et le décollement des petites structures tourbillonnaires similaires à celles observées par Gad-El-Hak et Blackwelder (1985). En revanche, Gordnier a observé que ces sous-structures sont cohérentes quand elles décollent du bord d'attaque près de l'apex et qu'elles sont rapidement entraînées autour des tourbillons principaux. Il a noté que la fréquence de décollement varie en fonction de la position axiale des sous-structures, ce qui indique un phénomène analogue à celui observé par Payne *et al.* (1988). Gordnier a eu des problèmes dans ses calculs, ce qui a rendu difficile les comparaisons quantitatives avec les résultats des expériences.

Toutes les autres études ont montré des sous-structures stationnaires. L'une des premières études qui montre ces phénomènes a été effectuée par Squire *et al.* (1961). Squire a proposé un schéma (voir Fig. 2.9) et une hypothèse selon laquelle les structures discrètes sont des tourbillons décollant du bord d'attaque, puis convectés en aval par l'écoulement en suivant une hélice autour du tourbillon principal. Ces résultats proviennent d'observations à partir de visualisations pariétales par enduit visqueux pour des essais à des nombres de Mach allant de 0,7 à 1,5.

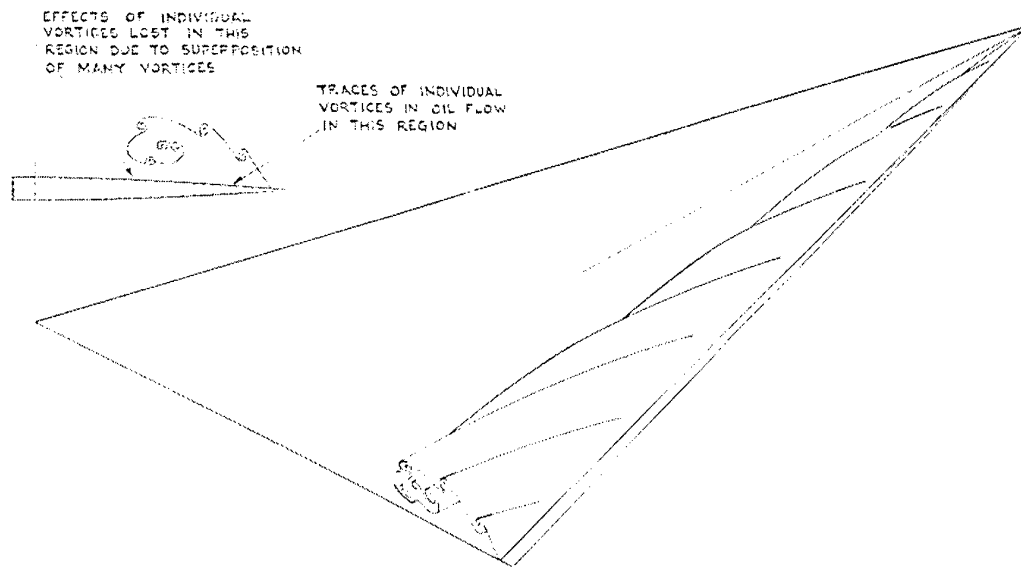


Fig. 2.9 : Schéma des sous-structures dans la nappe de cisaillement venant des observations dans une soufflerie entre des nombres de Mach de 0,7 à 1,5 (Squire *et. al.* 1961).

Payne, Ng, Nelson, Schiff (1988) ont effectué une étude expérimentale approfondie de l'éclatement tourbillonnaire sur des ailes delta à hautes incidences. Ils ont réalisé des tomoscopies laser latérale et longitudinale sur quatre ailes différentes avec des angles de flèche de 70° , 75° , 80° et 85° , en prenant des photos et une acquisition vidéo rapide. Ils ont aussi effectué des mesures par vélocimétrie laser sur l'aile de 70° de flèche, à 30° d'incidence. Les visualisations latérales montrent clairement l'enroulement des couches de cisaillement qui forment les tourbillons principaux. Dans ces régions, ils ont observé les tourbillons discrets, situés autour des tourbillons principaux, qui semblent avoir une structure du type Kelvin-Helmoltz (Drazin et Reid 1981). Au contraire des résultats de Gad-El-Hak et Blackwelder, Payne *et. al.* (1988) ont observé un développement spatial et temporellement stationnaires. Ils constatent que "ces tourbillons discrets viennent du bord d'attaque et décrivent une trajectoire en spirale autour du tourbillon principal." Ces structures sont aussi visibles dans les visualisations longitudinales qui complètent les observations selon des plans latéraux.

Verhaagen (1993) a effectué des études sur une demi-aile delta de 76° de flèche en regardant l'influence de la couche limite près de l'apex sur les tourbillons et l'éclatement. Ces essais ont été exécutés avec une sonde à 5-trous et une sonde à fil-chaud (fils croisés). Un résultat de cette étude est que l'effet de la taille de la couche limite sur le champs de vitesse diminue d'amont en aval. Les iso-lignes du coefficient de pression totale montrent des structures discrètes dans la couche de cisaillement autour du tourbillon principal (voir Fig. 2.10), comme celles observées par Payne *et. al.* (1988), Reynolds et Abtahi (1989) et Lawson (1989).

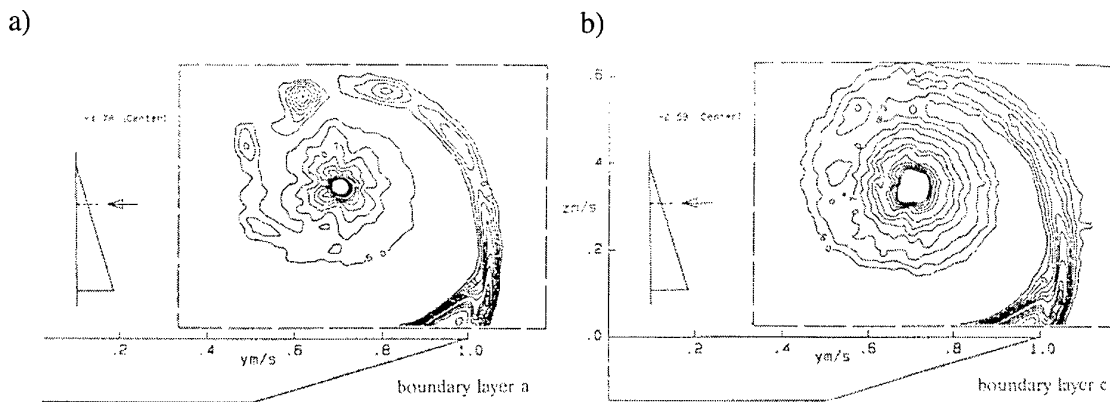


Fig. 2.10 : Iso-lignes de coefficient de pression totale K_{pt} mesurées par une sonde à cinq trous à $X/c = 0,3$ pour $Re_c = 3.8 \times 10^6$. Etude en fonction de couches limites modifiées par des obstacles sur la plaque de réflexion (206mm en amont de l'apex). (a) Sans obstacle. (b) Avec obstacle de 10mm en hauteur (Verhaagen 1993).

Verhaagen a constaté que ces sous-structures sont induites par la nappe de cisaillement et qu'elles sont stationnaires. Les résultats montrent que les structures discrètes sont diluées dans les couches limites relativement plus importantes près de l'apex de l'aile.

Washburn et Visser (1994) ont effectué des essais avec une sonde à 5 trous pour analyser les sous-structures dans la nappe de cisaillement. Leurs mesures, faites autour de trois ailes delta différentes, confirment l'existence de structures stationnaires dans la nappe de cisaillement qui forme le tourbillon principal. Ils ont observé des changements de la tailles et de la fréquence de ses sous-structures avec des variations de l'angle d'incidence et ont constaté que ces sous-structures sont colinéaires aux lignes de courant qui forment des hélices autour du cœur du tourbillon. Ils ont aussi constaté que les sous-structures sont créées par des instabilités non-visqueuses dans la nappe de cisaillement et ont noté que la rotation de ces sous-structures est dans le sens du tourbillon principal. Leur formation paraît être gouvernée par l'écoulement transversal.

Lowson, Riley et Swales (1995) ont effectué des essais par vélocimétrie laser 2D autour d'une aile delta de 85° de flèche à $Re_c = 10^4$. Ils ont observé que la nappe de cisaillement décollée contient de forte structures tourbillonnaires stationnaires locales (voir Fig. 2.11). Pour les faibles nombres de Reynolds, ils ont constaté que la nappe de cisaillement laminaire contient au moins deux formes d'instabilité : une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (Drazin et Reid 1981), observée dans les nappes de cisaillement, et une instabilité longitudinale associée à la courbure de la nappe de cisaillement. Les auteurs constatent que ces instabilités persistent jusqu'au centre du tourbillon et forment les structures observées par Payne *et. al.* (1988), Reynolds et Abtahi (1989) et Lowson (1989). Lowson *et. al.* (1995) ont observé, dans des photos à long temps de pose, qu'il se développe dans la nappe de cisaillement une série de tourbillons discrets stationnaires longitudinaux. Les résultats de vélocimétrie montrent les mêmes effets. La couche de cisaillement éclate en une série de forts tourbillons discrets stationnaires en espace et isolés. La vorticité dans les tourbillons discrets diminue en fonction de la distance au bord d'attaque, lors de l'enroulement autour du cœur

du tourbillon. Ces tourbillons discrets permettent d'expliquer les "streaks" identifiés dans les visualisations de Payne *et. al.* (1988). "Pour les faibles nombres de Reynolds locaux, la présence des tourbillons discrets est moins évidente. En accroissant le nombre de Reynolds local, ces tourbillons discrets existent à une distance plus grande autour du cœur jusqu'à leur élongation et dissipation dans le cœur lui-même. Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds local plus élevé, les tourbillons discrets disparaissent à cause de la turbulence dans la couche de cisaillement" (Lowson, Riley, Swales 1995). Ces auteurs ont noté qu'un écoulement turbulent dissipe la couche de cisaillement et donc, les tourbillons discrets.

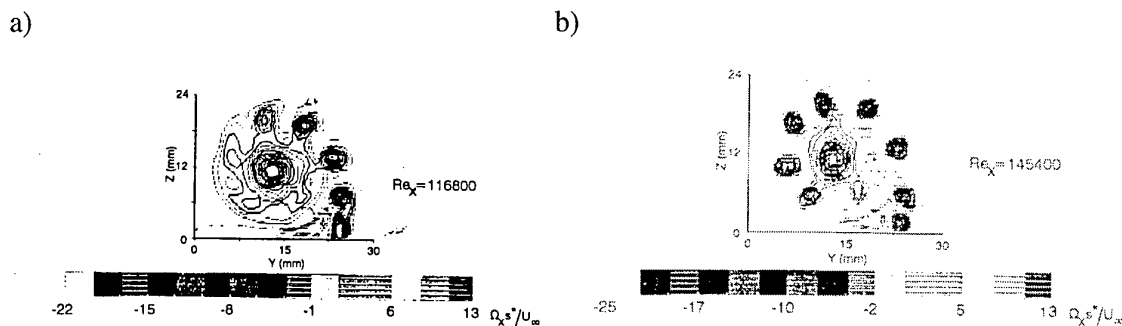


Fig. 2.11 : Composante axiale du rotationnel $\Omega_x s^*/U_\infty$ à $X/c = 0,6$ sur une aile delta de 85° de flèche. Mesures par vélocimétrie laser à $\alpha = 12,5^\circ$ (a) $Re_c = 116800$ (b) $Re_c = 145400$ (Lowson *et. al.* 1995).

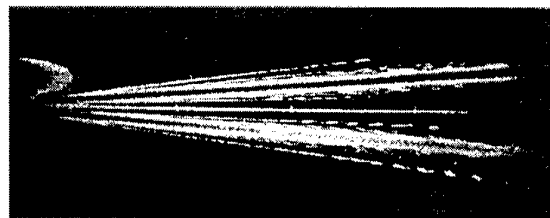
Honkan et Andreopoulos (1997) ont effectué des expériences en mesurant le rotationnel autour d'une aile delta de 45° de flèche avec une sonde composée de trois fils chauds croisés. Les résultats présentent les mesures instantanées des vecteurs vitesses et des vecteurs rotationnels. Ces mesures indiquent l'existence des tourbillons discrets et stationnaires dans la nappe de cisaillement qui s'enroule autour du tourbillon principal. Ces tourbillons discrets, qui sont détectés dans la distribution de rotationnel moyennée en temps, sont relativement bien définis spatialement. En revanche, ces sous-structures ne sont situées que dans la nappe sortant du bord d'attaque et elles ne

ressemblent pas à celles observées par Payne *et. al.* (1988) et Lowson *et. al.* (1995), qui sont disposées autour du tourbillon principal. Honkan et Andreopoulos (1997) suggèrent que ces tourbillons discrets (dus à l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz) se forment de manière similaire aux structures observées dans les couches de cisaillement bidimensionnelles.

Ng et Oliver (1998) ont continué l'analyse des instabilités dans la couche de cisaillement formant le tourbillon principal d'une aile delta. Ils ont basé leurs idées sur les visualisations exécutées par Payne *et. al.* (1988), Visser et Nelson (1993) et Iwanski *et. al.* (1989). Dans ces expériences, la fumée se concentre dans des filaments dont les traces montrent les trajectoires stationnaires des structures en spirales qui décollent au bord d'attaque et s'enroulent autour du tourbillon principal (voir Fig. 2.12).



(a) Lateral



(b) Longitudinal

Fig. 2.12 : Visualisation par fumée de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 80° de flèche à $\alpha = 20^\circ$. (a) Vue latérale (b) Vue longitudinale (Payne *et. al.* 1988).

Les différentes visualisations indiquent que le tourbillon principal est constitué d'une série de tourbillons discrets qui augmentent sa taille et sa vorticité. Ng et Oliver (1998) ont constaté que les tourbillons secondaires, qui tournent dans un sens contraire à celui du tourbillon principal, génèrent des perturbations transversales tout au long des bords d'attaque et induisent une instabilité qui crée des tourbillons discrets dans la couche de cisaillement. Ces tourbillons discrets ont eu une rotation de même sens que le tourbillon principal.

2.2.1.3. D'autres types d'essais autour des ailes delta

D'autres auteurs ont cherché à caractériser l'écoulement tourbillonnaire et le phénomène d'éclatement autour des ailes delta en faisant appel à différents moyens de mesures. En particulier, la vélocimétrie par images de particules (PIV) a permis à Magness *et. al.* (1992), à Brücker (1993) et à Brücker *et. al.* (1992, 1995) de présenter des descriptions du champs instantané du vecteur vitesse au niveau de l'éclatement. Greenwell et Wood (1992) ont cherché à identifier la position du point d'éclatement à partir de l'analyse des répartitions de la pression pariétale stationnaire. Gursul (1995), Menke (1996), Menke *et. al.* (1996, 1997, 1999) et Traub *et. al.* (1995) ont utilisé des moyens visuels pour mieux comprendre les instabilités et les phénomènes instationnaires dans le développement et l'éclatement de l'écoulement tourbillonnaire. Addington et Nelson (1998) et Huang *et. al.* (1997, 2000) ont effectué des études basées sur la visualisation pariétale par enduit visqueux en regardant les états critiques dans l'écoulement. Ces états critiques indiquent des changements de la structure et de la nature du phénomène.

Les résultats consignés dans ce mémoire ont été obtenus pour des configurations aérodynamiques stationnaires. Cependant, de nombreuses études ont été effectuées dès les années quatre-vingt

autour d'ailes soumises à des déplacements en tangage ou en roulis instationnaires ou périodiques. Ces études ne sont pas directement liées à la recherche effectuée dans le cadre de cette thèse, mais elles permettent d'obtenir des informations intéressantes sur les phénomènes associés à l'éclatement tourbillonnaire en conditions instationnaires.

Une liste, non-exhaustive, d'études sur une aile delta en tangage inclut : Gad-el-Hak et Ho (1985), LeMay, Batill et Nelson (1988), Thompson, Batil et Nelson (1990), Nelson (1991), Cunningham et den Boer (1993), Visbal (1994), Jenkins (1994, 1997), Jenkins *et. al.* (1996), Lourenco *et. al.* (1995), Stephen (1995), Myatt (1998), Grismer et Jenkins (1997), Addington (1998), Pelletier et Nelson (1998).

Une liste d'études sur une aile en roulis inclut : Arena et Nelson (1989, 1991, 1992, 1994) et Arena, Nelson et Schiff (1990), Stephen *et. al.* (1996) et Ericsson (1984, 1989, 1993, 1998). La plupart de ces études en roulis ont été faites pour comprendre le phénomène appelé "wing rock" qui est une oscillation d'une aile delta autour de la corde crée par une dissymétrie de force liée à l'éclatement tourbillonnaire.

2.2.2. Tourbillon d'ailettes isolé

Une série d'études a été réalisée à l'Onera qui permet d'analyser un écoulement tourbillonnaire se situant entre le tourbillon confiné et le cas réel des tourbillons sur l'extrados d'une aile delta. Elles ont commencé avec Leuchter (1983) et Leuchter et Solignac (1983) qui ont réalisé une série d'expériences sur la structure tourbillonnaire engendrée par deux demi-ailes rectangulaires, raccordées à une canne (voir Fig. 2.13). Les deux tourbillons qui s'échappent au niveau de

l'implanture des ailettes calées à des incidence opposées se combinent, en aval de la canne, en un tourbillon unique dont l'intensité peut être ajustée par action sur l'angle de calage des ailettes. Le gradient de pression provoquant l'éclatement résulte d'une aspiration pratiquée à la périphérie de la veine d'essai. Le tourbillon non-éclaté, puis éclaté, a été finement exploré grâce à la vélocimétrie laser à deux et trois composantes. Les résultats majeurs de ces essais sont des mesures détaillées dans le tourbillon et la région de l'éclatement. Ces résultats montrent l'effet de la forme des distributions des vitesses axiale et tangentielle, ainsi que l'influence du gradient de pression et de l'angle d'hélice sur la position de l'éclatement (Leuchter et Solignac 1983).

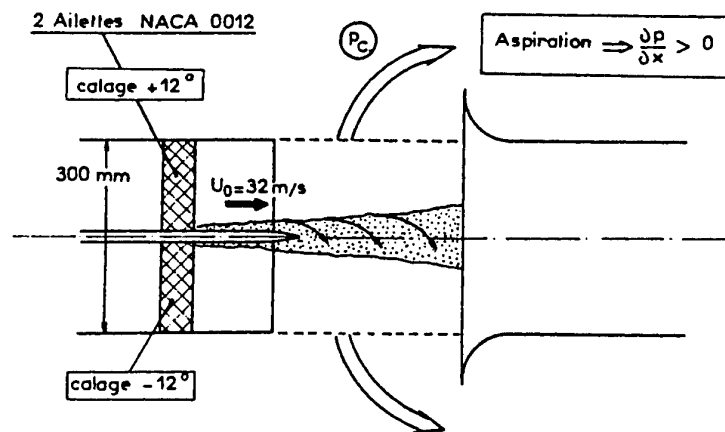


Fig. 2.13 : Maquette et montage expérimental à ailettes dans la veine de S2LCh (Leuchter et Solignac 1983).

Un générateur de tourbillon analogue a été utilisé par Pagan, Molton, Solignac (1988) et Pagan (1990) dans un montage, implanté dans la soufflerie S2LCh, où le tourbillon s'échappant des ailettes était soumis à l'action d'un gradient de pression antagoniste provoqué par un dispositif du type entrée d'air. En ouvrant plus ou moins des volets placés à l'aval de la prise d'air, les auteurs pouvaient régler le ralentissement du courant d'air capté. Il était ainsi possible d'analyser le comportement du tourbillon à l'approche de l'éclatement dans des conditions bien identifiées et ajustables

En parallèle, un code de calcul basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes en écoulement de révolution a été utilisé pour réaliser une étude paramétrique des conditions d'éclatement. Lors des études citées, il est apparu que l'éclatement des tourbillons est un phénomène complexe soumis à de nombreuses influences. En particulier, la forme et l'évolution des profils de vitesses dans la région quasi-cylindrique précédant l'éclatement jouent un rôle prépondérant. Par ailleurs, les auteurs ont mis en évidence les fortes fluctuations axiales de la position du point d'éclatement. Finalement, un contrôle de la position d'éclatement avec soufflage axiale et tangentiel a été mis en œuvre intervenant sur la partie du corps central cylindrique situé entre les ailettes (voir Fig. 2.14). Pagan (1990) a observé qu'un accroissement de la composante de la vitesse axiale par soufflage déplace vers l'aval la position du point d'éclatement. Il a aussi constaté qu'un paramètre de swirl $S_a = \Gamma_o / (r_c V_{x \text{ axis}})$ correspondant au début de l'éclatement a une valeurs comprise entre 1,3 et 1,4.

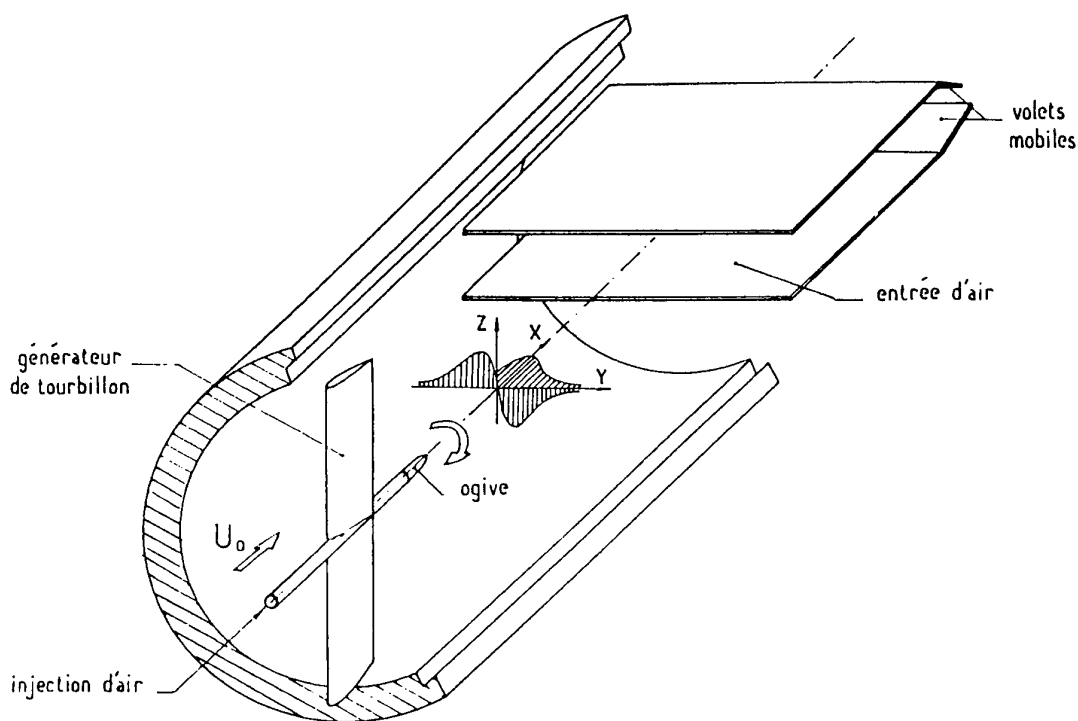


Fig. 2.14 : Configuration avec ailettes et un corps central cylindrique (Pagan 1990).

Pascal (1992) et Pascal et Corbel (1991) ont repris ce type d'étude avec le montage à ailettes de Pagan (1989, 1990) dans une soufflerie de plus grande dimension. Ils ont obtenu des résultats très similaires à ceux de Pagan.

2.2.3. *Tourbillons confinés*

Harvey (1962) a réalisé un montage permettant d'isoler le tourbillon du champ complexe engendré par une aile delta. Par la suite, l'appareillage dénommé "vortex tube" a été largement utilisé dans l'eau par Sarpkaya (1971, 1974) et Leibovich (1978, 1984). Le dispositif d'Harvey met en rotation de l'air, injecté à basse vitesse dans un tube transparent divergent, au moyen d'aubes installées dans le circuit d'admission. L'intensité du tourbillon pouvait être changée en agissant sur le calage des aubes. Les visualisations réalisées par ensemencement font apparaître des structures de bulbe ainsi que le rétablissement d'un tourbillon confiné en aval d'un éclatement en forme de bulbe. Harvey (1962) a noté que les variations aléatoires de la position de l'éclatement ont rendu difficiles les mesures quantitatives.

Chanaud (1965) a effectué une étude sur les oscillations temporelles dans un écoulement en rotation. Son objectif n'était pas l'étude de l'écoulement autour d'une aile delta, mais ses résultats peuvent servir à titre de comparaison. Chanaud a introduit comme paramètres les nombres de Rossby et de Strouhal pour l'analyse d'un écoulement en rotation. Les observations des oscillations périodiques sont liées à l'hypothèse analytique de Harvey (1962) et de Benjamin (1962) qui ont constaté que l'éclatement tourbillonnaire est dû à une instabilité hydrodynamique.

Sarpkaya (1966, 1971, 1974) a effectué une série d'études dans un "vortex tube", similaire à celui de Harvey (1962). Grâce à des visualisations très fines exécutées dans l'eau à très faible nombre de Reynolds, il a mis en évidence trois formes d'éclatement. Dans un cas, l'éclatement, dit en bulbe, est caractérisé par l'existence d'un point d'arrêt au sein du fluide avec formation d'une zone de recirculation. Les deux autres formes d'éclatement conduisent à des structures en spirale et en double hélice avec absence d'un point d'arrêt dans le dernier cas. Il a été observé que l'éclatement spiral est animé d'un mouvement de rotation de sens contraire de celle du tourbillon en amont de l'éclatement. Lambourne et Bryer (1961) ont fait la même constatation pour l'éclatement en spirale sur une aile delta. Sarpkaya (1971, 1974) a observé une oscillation longitudinale de la position de l'éclatement pour un débit et un nombre de swirl de l'écoulement constants. Il a noté que le type d'éclatement à l'intérieur de son vortex tube est dépendant de la circulation et du nombre de Reynolds. Sarpkaya a également étudié l'effet d'un gradient de pression adverse sur les conditions d'éclatement (1971).

A la suite des études de Harvey (1962) et Sarpkaya (1971) plusieurs essais ont été réalisés sur les tourbillons confinés dans les vortex tubes. L'avantage de ce type d'études est que le phénomène d'éclatement est déconnecté du générateur du tourbillon. Les résultats de ces essais montrent les caractéristiques principales de l'éclatement, décrivent la structure du tourbillon de manière approfondie et identifient le rôle des principaux paramètres d'influence. Tous ces essais ont été effectués à faible nombre de Reynolds et avec un écoulement laminaire en amont de l'éclatement. De ce fait, une comparaison avec des essais sur des tourbillons non-confinés doit être faite avec précaution.

Les premières mesures par vélocimétrie laser réellement exploitables sont celles de Faler (1976), et de Faler et Leibovich (1977, 1978). Ces expériences réalisées dans un vortex tube donnent des profils de vitesse axiale et tangentielle en amont de l'éclatement et dans la zone de recirculation. Ces auteurs ont observé que le profil de vitesse tangentielle en amont de l'éclatement est bien décrit par le modèle de Burgers (1948). Bien que les mesures instantanées comportent des fluctuations de grandes amplitudes et non axisymétriques à basses fréquences (vers 2Hz), une carte des lignes de courant moyennes à l'intérieur du bulbe de recirculation présentant une structure cellulaire a été construite. Ils ont constaté que les cellules viennent des oscillations temporelles de la position d'éclatement. La position moyenne de l'éclatement est cependant relativement stable pour des conditions d'essais données. Faler (1976) a noté que la position d'éclatement se déplace en amont avec l'accroissement de vitesse tangentielle ou l'augmentation du gradient de pression adverse. Ces auteurs ont aussi proposé une classification des sept différents types d'éclatement suivant l'aspect que prend le filet coloré émis, en amont, sur l'axe du tourbillon. Ces sept types d'éclatement sont les trois formes observées par Sarpkaya (1971) plus des formes intermédiaires (Faler et Leibovich 1977).

Toutes ces formes d'éclatement sont contestables, même les trois observées par Sarpkaya (1971), car les caractéristiques de chaque forme peuvent être des observations différentes du même phénomène physique. Les résultats visuels dépendent fortement de la méthode de visualisation de l'écoulement et du phénomène ainsi que de l'interprétation des images dans la région de l'éclatement. Des photos de l'écoulement donnent des images instantanées de la structure, mais les mesures par sondes et vélocimétrie laser produisent des résultats moyens en temps. Ces mesures moyennées donnent toujours des structures axisymétriques en forme de bulbe. En revanche, les

mesures instantanées sont indicatives de la structure tridimensionnelle et instationnaire du phénomène. Pour certains chercheurs, la forme bulbe est fondamentale et toutes les autres sont des variations dues aux instabilités ou des changements des vitesses axiales ou azimutales.

Garg et Leibovich (1979) ont complété les expériences précédentes en réalisant des spectres de fluctuations. Ils ont observé des oscillations à basses fréquences dans la zone de recirculation et plus en aval dans le sillage. La fréquence principale dans le sillage a été mesurée vers 10Hz et est associée aux perturbations non axisymétriques. Ils ont noté que le profil de la vitesse axiale en amont de l'éclatement a la forme d'un jet. En aval de l'éclatement, le profil de vitesse axiale a pris la forme d'un sillage avec un déficit central de quantité de mouvement. En revanche, la vitesse tangentielle a toujours gardé le même profil, mais avec une amplitude moins forte en aval de l'éclatement. Utilisant des valeurs quantitatives des composantes de vitesse, Garg et Leibovich (1979) ont calculé les angles de swirl qui sont de $43,8^\circ$ à 46° en amont de l'éclatement de type spiral et de $49,7^\circ$ à $52,2^\circ$ en amont de l'éclatement de type bulbe.

Escudier et Zehnder (1982), Escudier et Keller (1985), Uchida *et. al.* (1985) et Escudier (1988) ont aussi effectué des expériences d'éclatement tourbillonnaire dans des vortex tubes. Ils ont mesuré, très précisément, l'écoulement moyen par vélocimétrie laser. Tous ces essais ont eu pour but d'analyser systématiquement l'influence sur le phénomène d'éclatement des paramètres caractéristiques d'un écoulement tourbillonnaire confiné : nombre de Reynolds, nombre de swirl $\Omega = \Gamma_0 / U_0 D_0$ (Γ_0 est la circulation amont, D_0 le diamètre du tube en amont) et gradient de pression adverse. En général, les résultats de ces études montrent que, pour un nombre de swirl fixé, l'éclatement se déplace en amont avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour un nombre de

Reynolds fixé, l'éclatement se déplace vers l'amont avec l'accroissement de la circulation amont. Donc, l'éclatement est plus fréquent dans un écoulement à nombre de swirl élevé et un faible nombre de Reynolds stabilise le tourbillon. Le gradient de pression, en réduisant la composante de la vitesse axiale, a pour effet d'augmenter le swirl local, et est donc un paramètre important dans le mécanisme de l'éclatement.

D'autres types d'essais ont été effectués pour étudier l'écoulement tourbillonnaire et le phénomène d'éclatement. Pour ces types d'essais, les écoulements tourbillonnaires sont des jets tournants, tantôt dans l'eau, tantôt dans air. Récemment, de nombreuses études expérimentales et numériques ont été réalisées à l'Ecole Polytechnique au laboratoire LadHyX avec un jet d'eau tournant (Billant *et. al.* 1998, Delbende *et. al.* (1998), Loiseleux *et. al.* 1998, Loiseleux 1999, Olendraru *et. al.* 1999). Ces auteurs ont caractérisé l'écoulement et les paramètres principaux de l'éclatement observé et ont, en parallèle, effectué des études de stabilité linéaire sur différent models de jets. Une autre équipe à l'Onera a réalisé des études expérimentales dans l'air avec un jet tournant turbulent incompressible (Pouillard *et. al.* 1999, Jacquin *et. al.* 2000).

2.3. Etudes théoriques

2.3.1. Théories associées à la description des tourbillons d'aile delta

Les premières études théoriques sur les tourbillons à l'Onera sont le fait de Maurice Roy qui était directeur de l'Onera dans les années cinquante. En 1952, Roy a présenté ainsi ses idées sur l'écoulement autour d'une aile en flèche accentuée: "Les deux tourbillons principaux d'apex me paraissent provenir, pour chaque demi-aile, de l'enroulement en "cornet" d'une nappe tourbillonnaire se détachant de l'extrados, à peu près orthogonalement à celui-ci et le long d'une

ligne quasi-droite partant de l'apex, ligne plus ou moins voisine du bord d'attaque géométrique et constituant la trace sur l'extrados d'une "cloison" tourbillonnaire entre les deux courants d'intrados et d'extrados" (Roy 1952). Dans cette publication, il a présenté un schéma topologique de la structure tourbillonnaire. Roy (1957, 1959) a repris sa conception de l'écoulement autour de l'aile delta en incidence et a caractérisé les deux tourbillons symétriques comme des structures "alimentées et fortifiées progressivement par l'écoulement ambiant." Il a introduit une équation de la nappe en "cornet" en essayant de développer la forme du bord de la nappe.

Par la suite, Legendre a publié deux articles qui exposent ses idées théoriques sur l'écoulement au voisinage de la pointe avant d'une aile à forte flèche aux incidences moyennes (Legendre 1952, 1953). Il a proposé le premier modèle mathématique de tourbillon de bord d'attaque sur une aile delta en considérant que l'écoulement est incompressible et conique. Donc, les deux nappes qui s'enroulent, formant les deux tourbillons principaux, sont capables d'être schématisées par deux tourbillons isolés voisins du bord des nappes. Dans le deuxième article, Legendre a modifié l'écoulement mathématique en introduisant un lien entre les nappes de tourbillons et les bords d'attaque de l'aile. Grâce à ces calculs, Legendre a décrit la vitesse d'entraînement, la position de l'axe, et la portance due aux tourbillons. Legendre (1959) a proposé une représentation des écoulements approximativement coniques près des ailes delta qui permet la caractérisation de l'écoulement à partir de la solution d'équations différentielles du premier ordre.

Brown et Michael (1955) ont développé une approximation linéaire pour le calcul de l'écoulement compressible autour d'ailes delta à bord d'attaque aigu. Leurs résultats numériques mettent en évidence l'augmentation de la portance de l'aile due aux tourbillons. Cette théorie est une extension

de la théorie de Legendre (1953) qui prend en compte la couche limite décollée fournissant la vorticité aux tourbillons. Le modèle de Brown et Michael est constitué de deux tourbillons coniques situés au-dessus de l'extrados de l'aile et de deux couches de vorticité rattachant ces tourbillons aux bords d'attaque (voir Fig. 2.15).

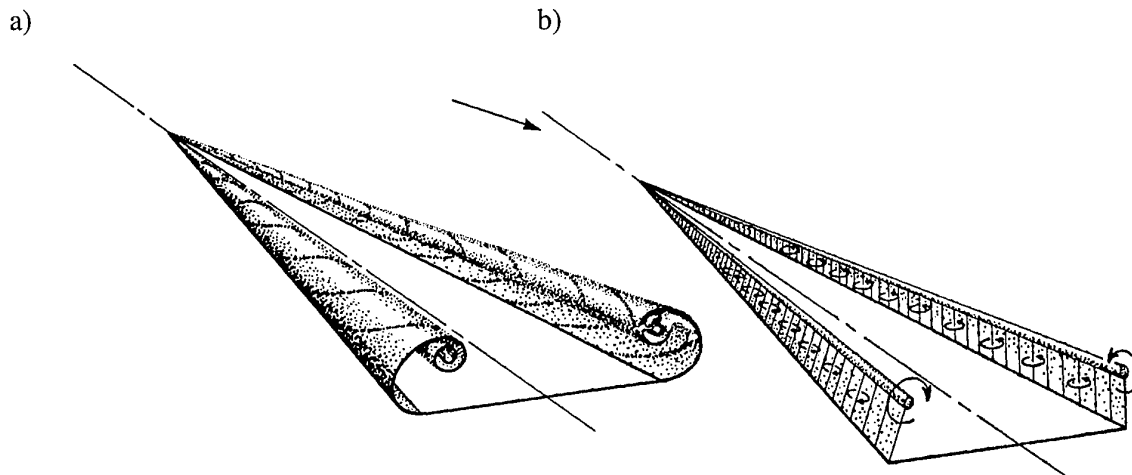


Fig. 2.15 : Schéma des tourbillons autour d'une aile delta. (a) Ecoulement visualisé. (b) Approximation simple de l'écoulement (Brown et Michael 1955).

Sullivan (1959) a publié une analogie avec la solution de Burgers (1948) pour les équations de Navier-Stokes appliquées à l'écoulement tourbillonnaire. La solution de Burgers consiste en une structure en rotation autour du cœur du tourbillon. La solution de Sullivan, par contre, est formée de deux cellules, une qui tourne dans le même sens que le tourbillon et une qui s'enroule dans l'autre direction. Cette deuxième région décrit la zone de recirculation près de l'axe du tourbillon. Les deux solutions convergent pour les tourbillons de grands rayons. La figure 2.16 présente un schéma de ces deux solutions.

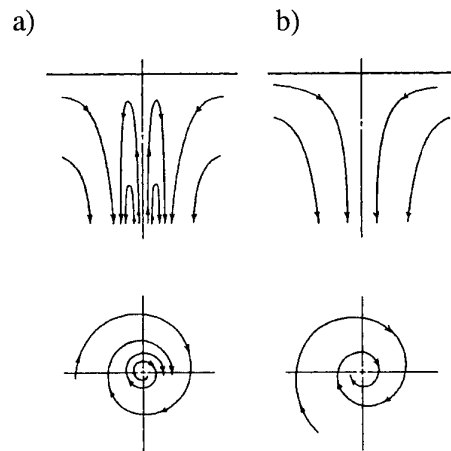


Fig. 2.16 : Schéma d'une solution analytique pour un tourbillon (a) Solution de la forme "deux cellules" proposée par Sullivan. (b) Solution proposée Burgers (Sullivan 1959).

Les théoriciens ont vraiment commencé leurs études et analyses du phénomène de l'éclatement tourbillonnaire dans les années soixante, motivés par les essais de Werlé (1954), Peckham et Atkinson (1957), Elle (1958) et d'autres qui ont permis la visualisation du phénomène. Une synthèse des théories est détaillée dans de nombreux articles (Hall 1972, Leibovich 1978 et 1984, Escudier 1988 et Détery 1994) et thèses (Pagan 1990, Pascal 1992, Laval-Jeantet 1993). Ces théories sont souvent classées en trois catégories : théorie de l'instabilité (axisymétrique, spirale ou non-linéaire), théorie des ondes (état critique, conjugaison ou saut hydraulique) et approximation quasi-cylindrique. Toutes ces théories, et d'autres, ont contribué à la connaissance physique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire, mais elles ont toutes une capacité de prédiction limitée.

2.3.2. Théories de la stabilité appliquées à l'éclatement tourbillonnaire

Jones (1960) semble être le premier à avoir donné une interprétation théorique de l'éclatement tourbillonnaire. Il a supposé que l'éclatement est le résultat d'une instabilité hydrodynamique. Il a construit un modèle de tourbillon avec un cœur axisymétrique sans composante de vitesse radiale et

il a négligé les effets de compressibilité et de viscosité. Jones a constaté que l'intensité du tourbillon augmente avec l'accroissement de l'angle d'incidence. Il a aussi confirmé que l'angle de flèche et l'angle de dérapage ont une influence sur la position de l'éclatement.

Une analyse de stabilité linéaire des écoulements tourbillonnaires a été proposée par Ludwig (1961, 1962, 1970) à partir des travaux antérieurs de Thomson (1880) et Rayleigh (1916). Thomson a traité le problème des vibrations des tourbillons dans le cas du mouvement circulaire en fluide parfait et incompressible. Il donne les solutions des équations de perturbations, en coordonnées cylindriques, sous la forme de fonctions de Bessel. Rayleigh (1916), dans le cas d'un écoulement sans vitesse axiale, a donné une condition nécessaire et suffisante de stabilité pour un tourbillon non-visqueux soumis à des perturbations axisymétriques. Elle s'énonce de la manière suivante : "Le carré de la circulation ne doit jamais décroître lorsque le rayon croît." Mais, la composante axiale de la vitesse joue un rôle essentiel sur la dynamique de l'écoulement et son éclatement, donc sur sa stabilité. C'est pour cela que Ludwig a repris l'étude de la stabilité des tourbillons axisymétriques non- bidimensionnels.

Ludwig attribue la cause de l'éclatement au développement d'instabilités au sein de l'écoulement. Il distingue deux classes d'instabilités : la première due à la stratification radiale d'un écoulement tourbillonnaire et la seconde les instabilités des couches limites. Ce point de vue concerne le comportement d'ondes de perturbation sinusoïdales amplifiées ou amorties selon la forme des profils de vitesse du champ convectif qui en est le support. Howard et Gupta (1962) considèrent un critère de stabilité basé sur les conditions d'amortissement d'ondes de perturbation axisymétriques se propageant longitudinalement (mode axial).

Les travaux de Ludwig et Howard et Gupta sont basés sur la théorie de la stabilité linéaire appliquée à un écoulement axisymétrique et laminaire. L'écoulement est décomposé sous la forme :

$$\begin{bmatrix} V_r \\ V_\theta \\ V_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ V_\theta \\ V_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} e^{((kz+m\theta)i+\sigma t)}$$

où $[0 \ V_\theta \ V_z]$ est l'écoulement cylindrique de base, $[u \ v \ w]$ l'amplitude du vecteur de perturbation ; k est réel, m entier et σ complexe. Si pour tout k et m , la partie réelle de σ est négative, l'écoulement de base considéré est stable. En revanche, si la partie réelle de σ est positive, l'écoulement de base est instable, les modes instables étant supposés liés à l'éclatement. Un critère de stabilité a été déduit par Ludwig (1961) sous la forme d'une courbe tracée dans le plan des grandeurs (C_z, C_θ) :

$$C_z = \frac{r}{V_z} \frac{dV_z}{dr} \quad \text{et} \quad C_\theta = \frac{r}{V_\theta} \frac{dV_\theta}{dr}$$

Cette courbe délimite les critères et régions de stabilité (voir Fig. 2.17), lesquelles sont déterminées par le critère suivant : $(1 - C_\theta)(1 - C_\theta^2) - (5/3 - C_\theta) C_z^2 > 0$. Pour établir ce critère, Ludwig (1961) fait l'hypothèse que les perturbations restent confinées dans un anneau, ce qui rend difficile l'interprétation de ses résultats dans le cadre de l'éclatement tourbillonnaire.

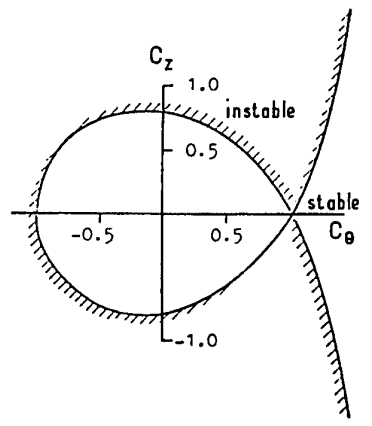


Fig. 2.17 : Critère de Ludwig (1961).

Howard et Gupta (1962) donnent une condition suffisante de stabilité pour un tourbillon non-visqueux soumis à des perturbations axisymétriques en introduisant un nombre de Richardson local :

$$J = \frac{\Phi}{\left(\frac{dV_z}{dr}\right)^2} \quad \text{où} \quad \Phi = \frac{1}{r^3} \frac{d(r^2 V_\theta^2)}{dr} .$$

Ce critère dit que J doit être partout supérieur à 1/4. Un écoulement satisfaisant ce critère peut très bien être instable pour des perturbations non-axisymétriques. Howard et Gupta ont aussi étudié le cas des perturbations non-axisymétriques, sans pouvoir obtenir de critère satisfaisant.

D'autres analyses de stabilité ont été faites par Lessen *et. al.* (1974), Duck et Foster (1980), Nguyen (1980) et Suematsu *et. al.* (1982). Le résultat probablement le plus utilisable fourni par l'étude de la stabilité linéaire des tourbillons est celui obtenu par Leibovich et Stewartson (1983). L'écoulement de base considéré est un tourbillon en atmosphère infinie dont les profils de vitesses axiale $V_z(r)$ et azimutale $V_\theta(r)$ sont donnés par deux fonctions de r quelconques. Ce tourbillon est soumis à des perturbations tridimensionnelles décomposées en modes propres. Réalisant un développement asymptotique pour les valeurs de m grandes, les auteurs peuvent déduire une condition suffisante d'instabilité donnée sous la forme suivante :

$$V_\theta \frac{d\Omega}{dr} \left[\frac{d\Omega}{dr} \frac{d\Gamma}{dr} + \left(\frac{dV_z}{dr} \right)^2 \right] < 0$$

en un point de l'écoulement avec $\Omega = V_\theta/r$ et $\Gamma = rV_\theta$. Il semble cependant que cette condition suffisante soit très contraignante, puisqu'un grand nombre d'écoulements donnant lieu à des éclatements ne satisfont pas à cette condition.

2.3.3. *Théorie des ondes, théorie de l'état critique et de la conjugaison*

Squire (1960) a suggéré que si des ondes stationnaires pouvaient exister sur un noyau tourbillonnaire, des petites perturbations venant de l'aval pourraient se propager vers l'amont et provoquer l'éclatement. La condition d'existence d'ondes axisymétriques stationnaires a été déterminée dans le cas d'un écoulement de base non-visqueux et axisymétrique. Squire a proposé que cette condition marque le passage d'un écoulement supercritique, où de telles ondes ne peuvent exister, à un écoulement sous-critique où de telles ondes existent. Pour un tourbillon simple en rotation solide à l'intérieur d'un cœur visqueux de rayon r (un écoulement en rotation solide a une composante radiale de vitesse V_r égale à zéro, une composante axiale V_z constante et une composante azimutale V_θ égale à la vitesse angulaire Ω fois le rayon r) combiné avec un écoulement potentiel à l'extérieur, Squire (1960) a constaté que la condition d'existence d'ondes stationnaires est $V_\theta/V_z \geq 1,2$. Pour un deuxième écoulement tourbillonnaire de type Burgers (caractérisé par V_z constante et une composante azimutale de la forme $V_\theta = (\Gamma_0/r)(1-\exp(-r^2))$ où Γ_0 est la circulation asymptotique du tourbillon), Squire (1960) a montré que la condition d'existence d'ondes stationnaires est $V_\theta/V_z \geq 1$. Il a aussi indiqué que le paramètre critique de swirl $\Gamma_0/(r_c U_\infty)$ est égal à 1,4 en évaluant V_θ au rayon du cœur visqueux r_c .

Harvey (1962), Benjamin (1962, 1965, 1967) et Bossel (1967, 1969) ont élargi et formalisé mathématiquement le point de vue de Squire (1960) en envisageant que le cas critique n'est que le cas limite d'une transformation plus générale accompagnant l'éclatement durant laquelle l'écoulement passe d'un état dit supercritique à un état sous-critique. Benjamin (1962, 1965, 1967) a interprété l'éclatement comme une transition entre deux états conjugués d'un écoulement axisymétrique, incompressible et non-visqueux. L'équation du mouvement peut s'écrire :

$$\bar{V} \times \bar{\Omega} = \bar{\nabla} H$$

avec $H = p/\rho + \frac{1}{2} v^2$ où v est le vecteur vitesse, son rotationnel. La fonction de courant Ψ est introduite telle que :

$$V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \text{ et } \Gamma = r V_\theta.$$

Alors, posant $y = r^2/2$, $I = \Gamma^2/2$, et supposant que l'écoulement est cylindrique ($V_r = 0$ et $\partial/\partial z = 0$), on obtient l'équation suivante pour H , I et Ψ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = H'(\Psi) - \frac{1}{2y} I'(\Psi)$$

avec comme conditions aux limites une conservation du débit entre l'axe et le rayon du conduit R : $\Psi(0) = 0$ et $\Psi(R^2/2) = \text{constante}$. On peut établir que les fonctions H et I sont arbitraires. Benjamin a montré que pour des fonctions H et I fixées, la solution Ψ n'est pas unique.

En outre, dans le cas où l'on voudrait étudier l'évolution avec z d'une perturbation, il faut supprimer la condition d'écoulement cylindrique et utiliser l'équation suivante :

$$\frac{1}{2y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = H'(\Psi) - \frac{1}{2y} I'(\Psi)$$

A l'aide de cette équation, Benjamin (1962, 1965, 1967) a montré que les écoulements peuvent être classés en deux catégories : les écoulements supercritiques qui ne supportent que des perturbations dont l'amplitude croît ou décroît exponentiellement avec z , les écoulements sous-critiques qui, outre les perturbations précédentes, peuvent supporter des perturbations dont l'amplitude est modulée par une fonction circulaire, appelées "ondes stationnaires."

Pour déterminer la catégorie dans laquelle appartient un écoulement, il définit le paramètre :

$$N = \frac{C_+ + C_-}{C_+ - C_-}$$

qui est le rapport entre les vitesses de phase absolues d'ondes se propageant sur le tourbillon (C_+ désignant la vitesse des ondes se propageant dans le sens général de l'écoulement et C_- celle des ondes se propageant en sens inverse). Si $N > 1$, l'écoulement est dit supercritique ; si $N < 1$, il est dit sous-critique. Cette étude permet de réaliser une analogie entre le phénomène d'éclatement au sein d'un écoulement supercritique et celui du ressaut hydraulique.

Leibovich (1973) poursuit les idées de Benjamin en tentant une description de la transition supercritique – sous-critique par un état “trans-critique”. Faler et Leibovich (1978) ont exploré un écoulement supercritique en amont de l'éclatement et sous-critique en aval. Ils ont observé des différences dans les résultats, mais globalement, leurs mesures correspondent bien avec la théorie.

Certains auteurs ont réalisé des développements sur les ondes faiblement non-linéaires (Hasimoto 1972, Randall et Leibovich 1973, Hopfinger *et al.* 1982, Tsai et Widnall 1980, Leibovich et Ma 1983, Leibovich 1987). La plupart de ces articles sont consacrés à la propagation d'ondes faiblement non-linéaires et non-axisymétriques sur un tourbillon non-visqueux et incompressible. Le principe de ces études consiste à superposer à l'écoulement de base une petite perturbation pour déterminer les équations aux perturbations qui tiennent compte de termes d'ordre supérieur.

2.3.4. Approximation de l'écoulement quasi-cylindrique

Selon cette hypothèse, l'éclatement est associé à l'apparition de singularités au cours de la résolution de la forme quasi-cylindrique des équations de Navier-Stokes. Ces équations simplifiées ont un

caractère parabolique et s'intègrent en procédant de l'amont vers l'aval, comme pour les équations de Prandtl. Cette approche s'inspire étroitement du comportement des équations de la couche limite bidimensionnelle qui présentent une singularité au décollement (singularité de Goldstein). Gartshore (1962), Hall (1967, 1972) et Bossel (1972) ont suggéré une description simplifiée de l'écoulement tourbillonnaire, sous les hypothèses d'incompressibilité et de laminarité, en supposant que l'écoulement est de révolution, que les variations axiales sont négligeables devant les variations radiales et que la composante de vitesse radiale V_r reste petite devant les composantes axiale V_z et azimutale V_θ . Dans le cadre de cette approximation, les équations se réduisent à deux équations simplifiées régissant respectivement le mouvement longitudinal et le mouvement azimutal. Le couplage s'effectue par l'intermédiaire de la pression qui obéit à l'équation de l'équilibre radial à laquelle se réduit la troisième équation de Navier-Stokes (relative à V_r). Ces équations peuvent se résoudre jusqu'à ce que la procédure de calcul ne puisse se poursuivre à cause de la tendance vers l'infini des gradients axiaux. Cette divergence numérique qui est similaire à la singularité de Goldstein est prise comme une indication d'éclatement. On établit donc une analogie décollement de la couche limite - éclatement tourbillonnaire

Gartshore (1962), Hall (1967) et Solignac et Benay (1980) ont résolu les équations quasi-cylindriques par un calcul aux différences finies. Plusieurs auteurs, dont Bossel (1969, 1972), Mager (1972), Raat (1975), Wilson (1977) et Legendre (1981), ont utilisé le contexte de l'approximation quasi-cylindrique en résolvant les équations différentielles issues de l'introduction de quantités intégrales dans le système et de l'application de conditions aux limites analytiques. Bossel (1972) a constaté qu'il est préférable de partager l'écoulement en deux régions et de faire des calculs sur chaque région séparément. La région extérieure au cœur du tourbillon donne une

solution qui sert de condition limite pour la région interne. Dans le cas d'une rotation solide, les équations se linéarisent et les solutions sont obtenues par superposition. Bossel a ainsi obtenu des résultats qui ressemblent à des configurations éclatées. Mager (1972) a étudié un écoulement tourbillonnaire dans une contraction. Wilson (1977) a étendu les calculs de Raat (1975) à la configuration d'écoulements tourbillonnaires coniques plus représentative des tourbillons d'aile delta. Wilson a introduit un paramètre de rotation équivalent à un inverse du nombre de Rossby. L'un des problèmes avec cette approche quasi-cylindrique est qu'elle ne peut décrire, ni la structure du tourbillon une fois éclaté, ni l'influence de la position d'éclatement sur l'écoulement en amont. Malgré l'abondance des théories, aucune ne décrit toutes les configurations d'éclatement observées dans des expériences.

2.3.5. Simulation numérique

Les simulations numériques ne sont pas des théories de l'éclatement, mais elles jouent un rôle important entre la théorie et les expériences. Depuis 40 ans, de très nombreux calculs ont été réalisés à partir de configurations de plus en plus réalistes. Les simulations permettent de réaliser des études paramétriques en faisant varier indépendamment des paramètres qu'il est parfois impossible de dissocier expérimentalement. De plus, les simulations numériques permettent d'évaluer les hypothèses théoriques. Au début des études numériques, plusieurs approximations ont été effectuées pour simplifier les calculs au niveau des moyens informatiques disponibles.

2.3.5.1. Equations de Navier-Stokes axisymétriques

Kopecki et Torrance (1973) sont parmi les premiers à avoir effectué une simulation par résolution des équations de Navier-Stokes et d'Euler d'un écoulement tourbillonnaire avec éclatement.

L'écoulement tourbillonnaire pris en compte correspond à une configuration simple, axisymétrique, incompressible et laminaire, confinée dans un tube cylindrique sur la paroi duquel est appliquée une condition de glissement. La formulation employée fait intervenir la fonction de courant du plan méridien, la composante du rotationnel normale à ce plan et la circulation. Pour des nombres de Reynolds calculés sur le diamètre du noyau et la vitesse axiale sur l'axe, d'environ 100, les solutions montrent un ralentissement prononcé de la composante de vitesse axiale suivi par une stagnation pour des valeurs suffisamment élevées de la circulation. Malheureusement cette solution ne correspond pas avec ce qui est observé dans les expériences.

Grabowski et Berger (1976) ont calculé des solutions axisymétriques stationnaires des équations de Navier-Stokes pour un tourbillon non-confiné. Ils ont supposé une rotation solide du cœur du tourbillon raccordée à une région rotationnelle externe et des profils axiaux de type jet ou sillage. Ils constatent la même sensibilité du tourbillon à l'accroissement du taux de rotation, avec l'apparition d'un bulbe d'éclatement conforme aux observations expérimentales de Sarpkaya (1971). Ils ont montré que le couplage fortement non-linéaire des composantes axiale et tangentielle déclenche l'éclatement soudainement pour une faible augmentation de la circulation. Une re-accélération du fluide après le passage autour du bulbe coïncide avec un ré-accroissement de la rotation pour satisfaire la conservation du moment cinétique.

Karashima et Kitama (1984) ont repris l'intégralité du contexte du modèle de Grabowski et Berger (1976) en y ajoutant une simulation du contrôle actif par soufflage sur l'axe du tourbillon. L'écoulement axial est modélisé par une distribution de vitesse uniforme à l'entrée du domaine de calcul sur laquelle se rajoute, près de l'axe, une distribution de survitesse en rectangle. Les résultats

montrent que le soufflage provoque un déplacement vers l'aval de la position d'éclatement qui finit par disparaître pour une survitesse de jet de 1,4 fois la vitesse amont uniforme. L'examen détaillé de la structure locale du bulbe révèle que l'addition de quantité de mouvement axiale renforce considérablement la cohérence du cœur en évitant la décélération des composantes aussi bien axiales que tangentielles. Les résultats montrent que le soufflage est d'autant plus efficace, à flux de masse équivalent, que le rayon d'injection est plus confiné près de l'axe du tourbillon.

Shi (1985) a déterminé des solutions des équations complètes de Navier-Stokes incompressibles et instationnaires, avec les conditions aux limites de Grabowski et Berger (1976). Pour une valeur de la circulation asymptotique dépassant un seuil critique, il a noté le développement d'une structure quasi-périodique formée de cellules de recirculation enfermées à l'intérieur d'une ligne frontière les séparant des lignes de courant externes qui sont défléchies par le bulbe. Le même problème a été résolu par Beran (1987) pour les équations de Navier-Stokes stationnaires. La solution a constitué une zone de recirculation avec des bulbes multiples.

Pagan et Benay (1988), à la suite de Benay (1984), ont effectué une résolution numérique des équations de Navier-Stokes pour un écoulement laminaire et axisymétrique. De façon à reproduire plus fidèlement la réalité, l'éclatement a été provoqué par une répartition de pression imposée à la frontière extérieure du domaine de calcul. Ils ont effectué une étude paramétrique pour des nombres de Reynolds variés. Les résultats montrent que la viscosité n'exerce plus d'influence sur les solutions éclatées dès que le nombre de Reynolds est significatif. Les auteurs ont noté que l'apparition de l'éclatement dépend fortement de la forme de la distribution de vitesse axiale.

Menne (1988) s'est attaché à décrire l'influence de perturbations asymétriques en se servant d'un calcul tridimensionnel, comme celui de Spall, Gatski et Grosch (1987), qu'il effectue dans un tube divergent. Il a utilisé une procédure de résolution des équations de Navier-Stokes développées dans l'espace de Fourier, puis projetées dans l'espace physique. Il a résolu les équations axisymétriques par différences finies. L'auteur s'est placé dans un domaine correspondant au bulbe axisymétrique calculé et a déterminé les solutions asymétriques, supposées avoir des dérivées temporelles très petites devant les termes de convection axisymétriques. Ensuite, il a recalculé les solutions quasi-axisymétriques en y incluant les termes d'interaction avec les petites perturbations asymétriques. Cette approche originale lui a permis de décrire de manière réaliste la succession des instabilités spirales dans le bulbe axisymétrique.

2.3.5.2. Simulation numérique directe

Lê *et. al.* (1989) ont utilisé un code de simulation de turbulence inhomogène incompressible pour résoudre les équations d'Euler pour un tourbillon isolé dans une boîte tridimensionnelle. Les nombres de Rossby critiques d'éclatement calculés par Mège (1990) sur la circulation asymptotique sont très voisins de la valeur critique de Squire (1960). Néanmoins, le caractère périodique des conditions de vitesse, qui déclenche l'éclatement ainsi que le gradient de pression imposé au cours du calcul, a pu altérer la nature physique des solutions.

2.3.5.3. Autres types de simulation numérique

Agrawal, Barnett & Robinson (1990) ont comparé les capacités des équations d'Euler et de Navier-Stokes, laminares et turbulentes, à modéliser le champ d'un tourbillon éclaté sur une aile delta de 70° de flèche. Les tracés des contours iso-rotationnel axial différaient essentiellement par la

capacité des équations de Navier-Stokes de faire apparaître les tourbillons secondaires et tertiaires. Cependant, ni la localisation du tourbillon principal, ni son comportement n'ont paru affectés par la viscosité. La prédiction la plus précise de l'emplacement de l'éclatement repéré grâce aux pertes de pression totale qui l'accompagnent, est fournie par les équations de Navier-Stokes laminaires. Les calculs Euler ont montré une tendance à situer l'éclatement en amont des résultats expérimentaux, ceci pouvant être attribué à la non prise en compte de l'élargissement de la zone visqueuse du bulbe, consécutif à l'éclatement. L'écart (plus réduit) des prédictions visqueuses laminaires peut s'expliquer par le manque de résolution du maillage au voisinage du noyau tourbillonnaire. Cette lacune ne permet pas effectivement de capturer la concentration de vorticité du cœur et de décrire suffisamment bien la survitesse de la composante de vitesse axiale.

Ekaterinaris et Schiff (1990) ont effectué des calculs utilisant les équations complètes de Navier-Stokes et des modèles de turbulence différents. Ils ont noté que la solution a été du type bulbe pour les incidences faibles, mais l'éclatement a évolué vers un type spiral avec l'augmentation de l'incidence.

Les simulations numériques sont aujourd'hui couramment pratiquées pour comprendre le phénomène de l'éclatement et pour identifier la position de l'éclatement. Dans ce domaine, on peut retenir les travaux de Verhaagen *et al.* (1990), Gordnier (1991), Den Berg, Hoeijmakers et Brandsma (1994), Visbal (1995), Hirschel (1996).

2.4. Méthodes de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire

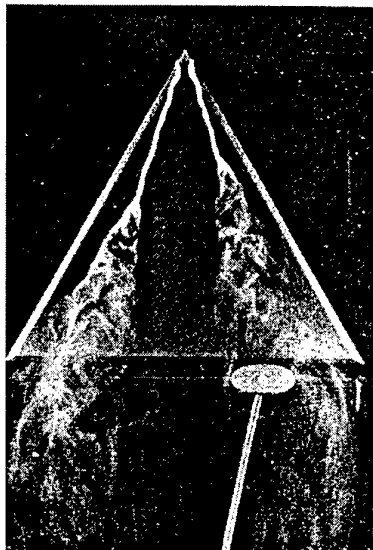
2.4.1. Remarques générales

Comme évoqué ci-dessus, les écoulements tridimensionnels et tourbillonnaires dominent les champs aérodynamiques autour des ailes delta et des ailes à forte flèche aux incidences élevées. Depuis près de cinquante ans, les chercheurs ont étudié les propriétés de ces écoulements et, en même temps, de nombreuses études ont été effectuées dans le but d'augmenter la portance, de diminuer la traînée, d'améliorer la manœuvrabilité, de supprimer le décollement et de réduire les instabilités d'une aile delta. Dans cette partie de la bibliographie, on va passer en revue les recherches faites par les différentes équipes sur des méthodes de contrôle très diverses. Ces expériences, quelle que soit la technique de contrôle, ont été effectuées autour de maquettes d'ailes delta ou d'avions complets en configuration statique ou dynamique avec un angle d'incidence, soit en augmentation, soit en diminution. La plupart de ces études expérimentales utilisent des systèmes de contrôle passif et ouverts pour manipuler l'écoulement tourbillonnaire et la position de l'éclatement.

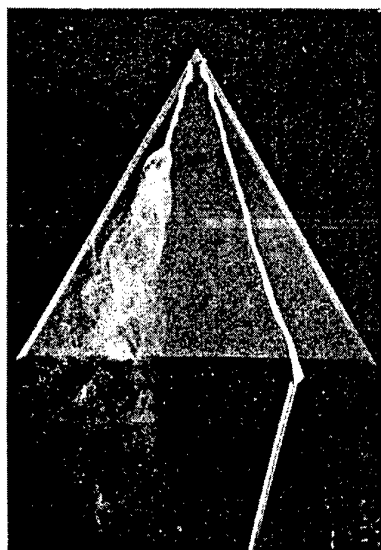
Les dispositifs mécaniques ou pneumatiques sont les principales méthodes utilisées pour contrôler les structures tourbillonnaires, la position de l'éclatement ou les caractéristiques de l'écoulement qui influent sur ces phénomènes. C'est Werlé (1960), à l'Onera, qui a fait les premières expériences de contrôle des tourbillons et de leur éclatement. Ces essais ont été effectués pour évaluer l'influence de divers facteurs : un obstacle à l'aval de l'aile, une aspiration sur l'extrados de l'aile, un jet soufflant dans l'axe du tourbillon et un jet à contre-courant de la vitesse axiale du tourbillon (voir Fig. 2.18). Werlé a montré qu'une aspiration à l'intérieur de la région éclatée permet de faire reculer, ou même d'éviter, l'éclatement alors qu'un obstacle solide placé dans les mêmes conditions

provoque l'effet inverse. Egalement, un jet dans le sens du courant, émis côté intrados, fait reculer l'éclatement en même temps qu'il tend à orienter l'axe du tourbillon selon la direction du jet ; en revanche un jet à contre courant provoque l'éclatement.

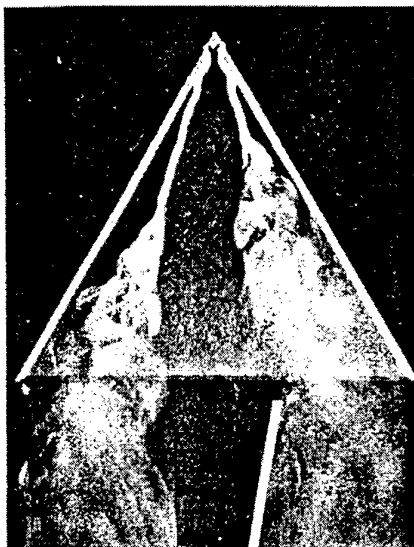
a)



b)



c)



d)

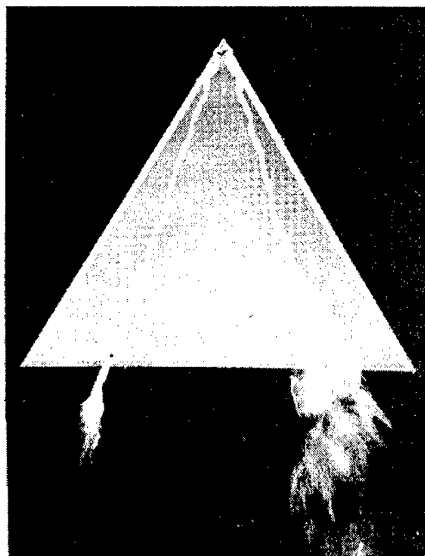


Fig. 2.18 : Influences des différentes méthodes de contrôle en aval d'une aile delta mince à bord d'attaque aigu avec un angle de flèche de 60° à 20° d'incidence (Werlé 1960). (a) Un obstacle (b) Une aspiration (c) Un jet à contre courant (d) Un jet dans le sens du courant.

Les résultats des essais de Ringleb (1961) sur le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire ont montré l'importance du cœur de tourbillon vis-à-vis de la stabilité et de la contrôlabilité de l'éclatement. Les méthodes de contrôle par application de forces ou émission d'énergie pariétale au point de décollement ou le long des lignes de séparation modifient souvent les tourbillons. La structure de l'écoulement tourbillonnaire et la position de l'éclatement pourraient résulter de l'effet conjugué du gradient de pression, de la vitesse locale, du taux de rotation (ou angle de swirl), de l'angle d'incidence effectif et de l'entraînement de vorticité dans le cœur du tourbillon.

Les dispositifs mécaniques utilisés sont des canards, des extensions du bord d'attaque (leading-edge extension ou LEX), des virures (strake), des volets (flap), des barrières (fence). Les dispositifs pneumatiques consistent en des systèmes de soufflage et d'aspiration divers : soufflage normal à la corde, parallèle au bord d'attaque, tangentiel au bord d'attaque arrondi orienté vers l'extrados, selon le cœur du tourbillon, soufflage au bord de fuite, aspiration sur l'extrados, au bord d'attaque, selon le cœur de tourbillon. Toutes les méthodes pneumatiques peuvent être appliquées avec des systèmes installés dans les maquettes ou au moyen de sondes externes. Dans certaines études, une combinaison de dispositifs pneumatiques, mécaniques ou pneumatiques-mécaniques a été essayée. Chacune de ces méthodes sera détaillée dans la revue qui suit.

2.4.2. Dispositifs mécaniques

Les canards et les virures sont installés sur de nombreux avions de combat en vue d'augmenter la portance et la manœuvrabilité aux différents régimes de vol. L'un des premiers avions militaires à utiliser les canards pour manipuler la position de l'éclatement tourbillonnaire est le Saab Viggen. Les canards sont situés de façon à déplacer l'éclatement se produisant au-dessus de l'aile et

préserver la portance de l'avion aux incidences élevées (Behrbohn 1965). Egalement, les virures et les extensions de bord d'attaque ont été développés pour le F-16 (Smith, Ralston and Mann 1979) et le F/A-18. Par manque de méthodes rationnelles de dimensionnement, ces études ont été réalisées par tâtonnement sur les surfaces de contrôle.

Lamar (1980) a créé un protocole de conception pour les virures et leur emplacement sur les avions. Ce protocole relie la distribution de l'effet de succion du bord d'attaque à la forme des virures au moyen d'un modèle analytique. Frink et Lamar (1981) ont appliqué cette procédure pour créer de nombreuses virures qui ont été ensuite testées dans un tunnel hydrodynamique. Les résultats expérimentaux ont ainsi permis de caractériser l'éclatement tourbillonnaire généré par la combinaison d'une aile trapézoïdale et de différentes virures, en particulier les paramètres géométriques qui influencent la position de l'éclatement.

D.M. Rao est l'un des chercheurs les plus connus dans notre domaine en raison de ses travaux sur le contrôle d'écoulements tourbillonnaires par volets de bord d'attaque. Il a commencé ses recherches sur ce sujet dans les années soixante-dix avec l'étude d'une aile delta de 74° de flèche. Il a analysé deux configurations de volets de bord d'attaque qui sont schématisées sur la figure 2.19 et qui sont inclinés vers le dessous de l'aile (Rao 1979). Les résultats de ses essais ont montré que les volets peuvent augmenter la finesse de l'aile delta de 18,4%. Les volets ont aussi réduit la traînée elle-même. En revanche, ces résultats indiquent que les volets n'augmentent pas la capacité de l'avion à voler aux incidences élevées. La réalisation de ces volets pourrait être difficile en raison de leur taille qui représente 25% de la surface de l'aile. En essayant de réduire la taille et la traînée de ces volets, Rao a supprimé les vingt cinq premiers pour cent des volets près de l'apex de l'aile, ce qui a

entraîné une augmentation de la finesse de l'aile. Les résultats montrent que pour les incidences inférieures à 18° les volets diminuent la traînée mais ne changent pas la portance, tandis que pour des incidences plus grandes, les volets augmentent la portance par l'agrandissement de la surface de l'aile.

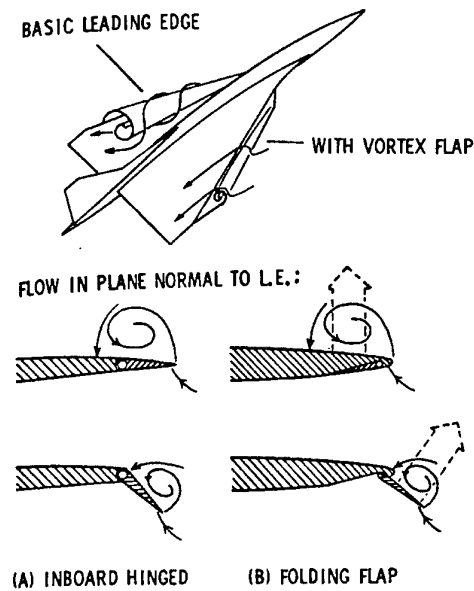


Fig. 1 The Vortex Flap Concept.

Fig. 2.19 : Deux types de volets du bord d'attaque (Rao 1979, 1980).

Rao (1980) a poursuivi ses idées en utilisant des volets de bord d'attaque pour contrôler la position de l'éclatement autour des ailes delta de 60° et 74° de flèche en écoulement incompressible. Il a aussi étudié une aile en forme de flèche avec des volets segmentés pour une configuration supersonique. Lors de ces essais, Rao a montré que les volets sont efficaces quel que soit l'angle de flèche. Les tourbillons se forment sur les volets au lieu des bords d'attaques ce qui crée une composante de la poussée aérodynamique. Ainsi, Rao a constaté que ces tourbillons augmentent la portance et ont une influence positive sur la stabilité latérale et directionnelle de l'aile. Malgré ces effets positifs, les volets créent plus de traînée en raison de la dépression au niveau du bord

d'attaque. En général, les volets peuvent être des dispositifs efficaces pour le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire autour des ailes delta (Rao 1980).

Marchman (1981) a confirmé les résultats précédents de Rao avec des observations relatives à des ailes delta de 60° et 75° de flèche. Il a noté que les tourbillons se forment autour des volets au lieu des bords d'attaques. A la suite de comparaisons avec différentes géométries de volets, il a remarqué que la taille de ceux-ci était un paramètre important pour augmenter la portance de l'aile. Marchman a aussi constaté que "les volets de bord d'attaque ont la capacité d'être très utiles pour augmenter les performances d'une aile supersonique dans le domaine subsonique (1981)".

Marchman et Grantz (1982) ont poursuivi leurs études du contrôle de l'écoulement tourbillonnaire avec une combinaison de volets au bord d'attaque et au bord de fuite. D'abord, ils ont validé les résultats de Rao (1979 et 1980) et de Marchman (1981) qui indiquaient que les tourbillons se forment au dessus des volets au lieu des bords d'attaques. Ensuite, ils ont effectué des essais utilisant des volets avec un angle positif au dessus de l'extrados (inverted leading-edge vortex flaps). Ces volets sont plus efficaces car ils augmentent la portance, mais ils induisent une traînée plus importante. Ensuite, Marchman et Grantz (1982) ont étudié l'influence des volets de bord de fuite sur l'écoulement tourbillonnaire et la position de l'éclatement. Les essais ont été effectués autour d'ailes delta de 60° et 75° de flèche avec une incidence variant de 0° à 45° . Plusieurs géométries de volets de bord d'attaque et de bord de fuite ont été étudiées. Les résultats montrent que pour optimiser la finesse de l'aile dans cette configuration, il faut utiliser le plus grand angle de déflexion des volets ce qui permet de garder les tourbillons sur les volets. Marchman et Grantz (1982) ont observé qu'un volet de bord d'attaque dont la largeur s'accroît avec la distance le long du

bord d'attaque donne un rapport optimal de la finesse par rapport à un volet de largeur constante (voir Fig. 2.20).

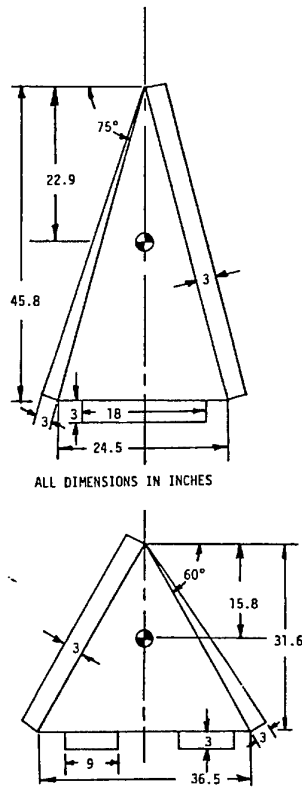


Figure 3: Wing and Flap Model Geometries

Fig. 2.20 : Les volets (Marchman et Grantz 1982).

Lors de leurs études de l'influence des volets de bord de fuite sur l'écoulement tourbillonnaire, Marchman et Grantz (1982) ont observé que l'influence de ces volets est négligeable sur la performance de l'aile, mais ils changent le moment de tangage de manière significative. L'influence des volets la plus importante a été mesurée autour de l'aile delta de 60° de flèche où les tourbillons sont moins énergétiques.

Marchman et Terry (1983) ont analysé l'influence des virures et des volets sur l'écoulement autour d'une aile delta de 60° de flèche. Marchman avait déjà effectué des essais en observant l'influence des virures et des volets, mais le but de ces essais est de trouver un système de contrôle efficace utilisant une combinaison des deux techniques. D'abord, ils ont montré que l'utilisation simultanée des deux techniques ne produit pas d'effet néfaste de l'une sur l'autre. Il a été constaté que le choix de la technique dépend du critère que l'on veut optimiser. Si la finesse doit être augmentée, il faut utiliser les volets au lieu des virures. Les volets augmentent la finesse pour toute la gamme de C_z ; tandis que lorsqu'on utilise uniquement les virures il y a une diminution de la finesse. S'il y a déjà des virures sur l'avion, les volets peuvent augmenter la finesse. En revanche, si on veut optimiser le coefficient de portance, les volets sont la technique la plus efficace. Une combinaison des volets et des virures produit un coefficient de portance plus important.

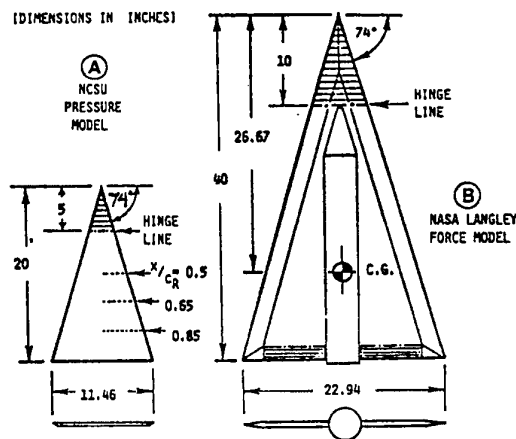


Fig. 2.21 : Volet d'apex (Rao et Buter 1983).

En 1983, Rao et Buter ont introduit le concept du volet d'apex (apex flap) pour le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta de 74° de flèche. Pour créer un volet d'apex, l'apex de l'aile est coupé et joint à l'aile par une charnière. Dans ce cas, la charnière est positionnée à 25% de la corde de l'apex (voir Fig. 2.21). Rao et Buter (1983) ont analysé des visualisations de l'écoulement ainsi que les mesures de pression pariétale et de forces. Les résultats montrent que les volets d'apex sont efficaces comme méthode de contrôle du tangage. Sans déflexion, l'apex est une partie intégrale de l'aile delta avec aucune traînée supplémentaire. Avec une déflexion vers le haut de l'apex, celui-ci devient un volet et crée des tourbillons. La diffusion tourbillonnaire produite alors par le volet d'apex domine l'écoulement pour les basses incidences. Pour les incidences plus élevées, les tourbillons de volet d'apex se mélangent avec les tourbillons de l'aile. Les tourbillons de volet d'apex génèrent une portance et un moment de tangage négatif (l'apex monte vers le haut). Une déflexion vers le bas de l'apex génère un moment de tangage positif (Rao et Buter 1983).

Hoffler et Rao (1984) ont essayé un nouveau dispositif de contrôle qui ressemble beaucoup à un volet qu'ils appellent volet d'onglet (vortex tab). L'onglet est une deuxième surface près du bord d'attaque du volet ordinaire qui est redressée par rapport au volet (voir Fig. 2.22). L'onglet augmente la dépression au bord d'attaque de chaque volet et produit une poussée plus forte (Hoffler et Rao 1984). Les auteurs ont effectué l'étude autour d'une aile delta de 74° de flèche en mesurant les forces et les pressions pour différentes géométries d'onglets fixés aux volets de largeur constante. Les résultats montrent que les volets d'onglet accroissent la portance, mais ils augmentent aussi la traînée, ce qui annule les effets positifs (Hoffler et Rao 1984).

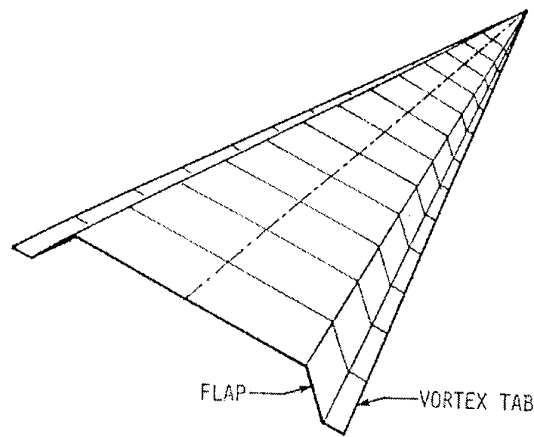


Figure 1. The Tabbed Vortex Flap.

Fig. 2.22: Volets d'onglets (Hoffler et Rao 1984).

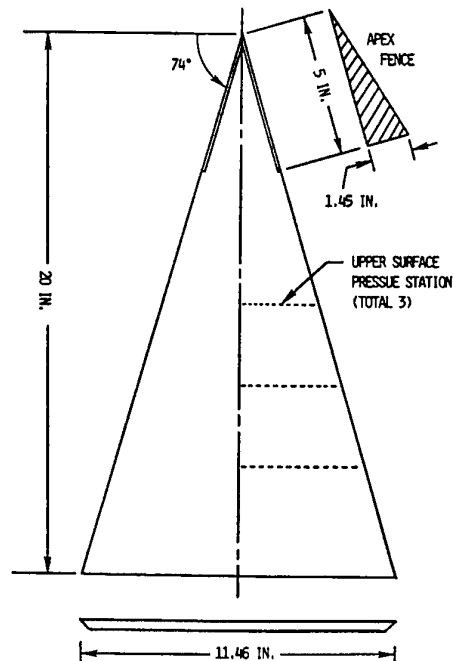


Fig. 1 Model of 74 deg delta wing.

Fig. 2.23 : Volets d'apex perpendiculaires à l'extrados (Wahls, Vess et Moskovitz 1986).

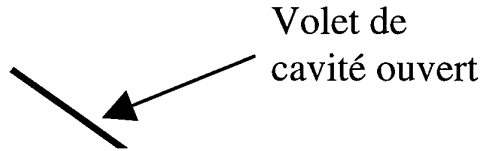
Wahls, Vess et Moskovitz (1986) ont effectué des expériences sur des ailes delta avec des volets (fences) qui sont fixés perpendiculairement à l'extrados de l'aile, près de l'apex (voir Fig. 2.23). Ceux-ci se plaquent contre l'extrados en vol supersonique pour éviter la création d'une traînée supplémentaire et prennent la forme d'un volet (Rao 1980) en régime subsonique. Les barrières d'apex ont des effets significatifs sur le champ de vitesse et les tourbillons, conduisant à une

amplification de la dépression sur l'extrados de 10% en comparaison du cas nominal. Il a été noté que la géométrie et la position des barrières ont une influence importante sur les tourbillons et la position de l'éclatement.

Klute *et. al.* (1993) ont continué les études sur les volets d'apex comme moyen de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire sur les ailes delta aux incidences élevées. Leurs études ont consisté en des expériences avec des angles de volets positifs et négatifs par rapport à l'extrados de l'aile. Les deux types de configurations ont créé des déplacements de la position de l'éclatement, le maximum de déplacement étant observé avec le volet braqué à un angle négatif de 15° (Klute *et. al.* 1993).

Un autre dispositif de volet de bord d'attaque, appelé volet de cavité (cavity flap) a été testé sur une aile delta de 75° (Schaeffer *et. al.* 1993). L'idée de ce volet de cavité a été attribuée par ces auteurs à Rao. Le dispositif est constitué d'un volet fixé à l'intrados et incliné de façon à avoir son bord d'attaque perpendiculaire au bord d'attaque de l'aile (voir Fig. 2.24). Au cours de ces essais, sur une aile placée à 35° d'incidence, les volets de cavité ont déplacé les tourbillons vers l'intérieur de l'aile et fait reculer la position de l'éclatement vers le bord de fuite. Schaeffer *et. al.* (1994) ont continué leurs essais en tenant compte, en plus, des effets dynamiques sur une aile en mouvement de tangage pour des angles d'incidence allant de 28° à 42° . Les volets de cavité ont été efficaces en conditions statiques jusqu'à 42° ; toutefois ils sont moins efficaces sur une aile en conditions dynamiques. Cette réduction de l'efficacité peut être due au mouvement de l'aile qui a modifié les tourbillons et la position de l'éclatement. En général, les volets de cavité ont créé un effet stabilisant sur les structures tourbillonnaires.

Aile Delta



Volet de
cavité ouvert

Fig. 2.24 : Volet de cavité (Schaeffer *et. al.* 1993).

Lors de séries d'essais dans un tunnel hydrodynamique, Hebbbar *et. al.* (1994) ont étudié le contrôle des tourbillons par des virures à la jonction des deux parties d'ailes en double delta, chaque partie ayant un angle de flèche différent. Le but de leurs études était d'analyser l'influence des virures sur la position du cœur de chaque tourbillon et sur leur éclatement. Quatre virures, avec des formes et des surfaces différentes, ont été étudiées en configurations statiques et dynamiques. Les résultats indiquent que les virures provoquent un mélange des tourbillons de chaque partie de l'aile en double delta aux faibles incidences. Toutefois, à haute incidence, les tourbillons restent séparés. Pour les configurations aussi bien statiques que dynamiques, les virures ont eu un effet positif en déplaçant la position de l'éclatement vers l'aval.

Une approche différente du contrôle de l'éclatement tourbillonnaire par un dispositif mécanique de bord de fuite a été analysée par Pilkington et Wood (1994). Ceux-ci ont déplacé périodiquement un volet horizontal au bord de fuite d'une demi-aile delta de 55° de flèche en observant des signaux de pression pariétale stationnaires et instationnaires. Deux cas sont considérés : le volet fixe aux angles de $\pm 10^\circ$ et le volet oscillant à une amplitude de $\pm 5^\circ$. Les résultats indiquent les réponses caractéristiques de l'écoulement aux déplacements du volet de bord de fuite. D'abord, les mesures de pression stationnaire ont été analysées avec le dispositif fixé au bord de fuite. En accroissant l'incidence de l'aile, la dépression en dessous du tourbillon devient plus forte et commence à

diffuser en direction transversale près de bord de fuite, signalant peut-être l'éclatement. Ils ont observé que l'influence de l'éclatement tourbillonnaire sur l'extrados modifie les valeurs du coefficient de pression ; mais il n'est pas possible d'identifier précisément la position de l'éclatement par ces mesures. Pilkington et Wood (1994) constatent que le déplacement d'un volet horizontal au bord de fuite peut générer les fortes pressions locales près du bord de fuite, mais a peu d'effet sur l'écoulement

Gursul *et. al.* (1995) ont considéré deux dispositifs de bord d'attaque pour contrôler l'écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta. Ils ont effectué des essais avec des volets stationnaires, oscillants et une aile delta ayant un angle de flèche variant entre 60° et 70° (voir Fig. 2.25). Ces auteurs ont constaté que "toute la vorticité des tourbillons principaux d'une aile delta se crée au bord d'attaque de l'aile et que les dispositifs de bord d'attaque sont les plus influents sur l'intensité et la structure de ces tourbillons." Ils ont trouvé que l'influence des volets est dépendante de l'angle d'incidence de l'aile. En général, les volets statiques créent un gradient de pression adverse le long de l'envergure et augmentent la taille de la région décollée sur l'extrados de l'aile. Les volets oscillants engendrent un délai temporel, ou retard, comme celui qui est observé autour des ailes en variation d'incidence. En revanche, il existe une relation linéaire entre l'angle de flèche et la position de l'éclatement, ce qui est considéré comme avantageux pour contrôler l'éclatement par effet de flèche. C'est la raison pour laquelle Gursul *et. al.* (1995) ont fait quelques études autour d'une aile delta avec un angle de flèche variable. En changeant l'angle de flèche, la position de l'éclatement était déplacée, soit en amont, soit en aval (Gursul *et. al.* 1995).

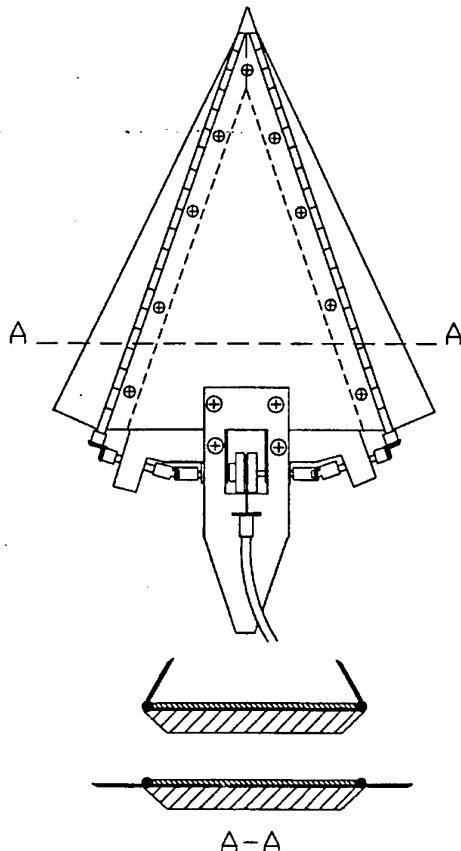


Figure 1: Schematic of delta wing model with leading-edge flaps.

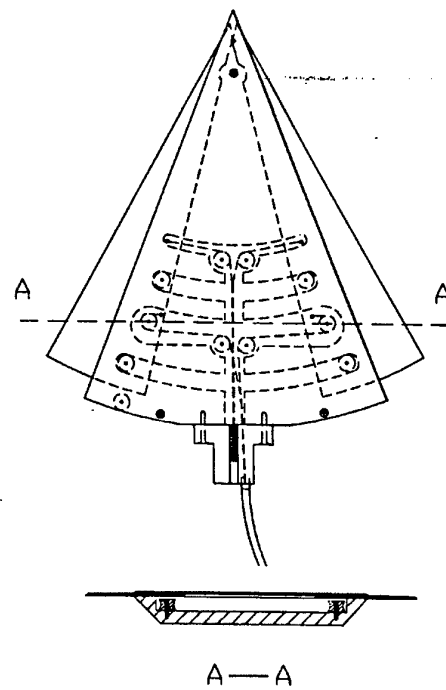


Figure 2: Schematic of variable sweep delta wing.

Fig. 2.25 : Deux méthodes de contrôle différentes (Gursul *et. al.* 1995).

A la suite de ces essais, Srinivas *et. al.* (1994) et Gursul *et. al.* (1995) ont prolongé leurs études sur une aile d'angle de flèche variant entre 60° et 70° . Cette fois-ci, ils ont fabriqué un système de contrôle en boucle fermée qui utilise un capteur piezo-électrique. Placé à une distance de 90% de la corde à partir de l'apex, ce capteur mesure la pression instationnaire sur l'extrados comme signal de contrôle. Les essais ont été effectués pour deux configurations de l'aile, l'une statique et l'autre dynamique. Les résultats dynamiques sont caractérisés par un retard similaire aux résultats dynamiques observés par d'autres chercheurs. Le but du système de contrôle était de garder une valeur constante de la pression au niveau du capteur par déplacement des bords d'attaque de façon à changer l'angle de flèche. Ces auteurs ont montré que ce type de contrôle fonctionne bien en

utilisant les valeurs de l'amplitude des fluctuations de pression (Srinivas, Gursul et Batta 1994 et Gursul, Srinivas et Batta 1995).

Une étude avec des volets oscillants a été réalisée en considérant le déversement périodique de vorticité lors du décollement le long du bord d'attaque comme un moyen d'améliorer le mélange entre l'écoulement externe et l'écoulement décollé et pour augmenter la portance maximale (Rao, Sharma et Telionis 1995). Ces expériences ont été effectuées avec des balances d'effort, des prises de pression et une sonde de pression à 7 trous afin de bien caractériser l'influence des volets. Les résultats montrent que les dispositifs mobiles sont plus efficaces que les volets fixés de même surface.

Vorobieff et Rockwell (1996) ont étudié le contrôle de l'éclatement sur une aile delta en incidence par une combinaison de dispositifs de bord d'attaque et de bord de fuite. L'effet de chaque dispositif a été examiné de façon indépendante et ensuite en combinaison dans le but de maximiser leur influence sur les tourbillons et l'éclatement, tout en minimisant le coût en énergie. Ces auteurs ont trouvé que les volets fixes sont les plus efficaces. Un volet avec un angle positif (vers le dessus de l'aile) fait reculer l'éclatement d'une distance de 6% de la corde ; tandis qu'un volet avec un angle négatif (vers le dessous de l'aile) le fait avancer. Le soufflage au bord de fuite sous un angle de 30  vers le bas est le plus efficace. Il a le plus d'effet quand il est mis en route au début du mouvement de tangage de l'aile et demeure activé pendant 40% du cycle. Avec ce dispositif, l'éclatement a été déplacé d'une distance de 16% de la corde. Par une combinaison de soufflage au bord de fuite, à 30  d'inclinaison, et de volets aux angles positifs, l'éclatement tourbillonnaire peut être retardé de 49% de la corde (Vorobieff et Rockwell 1996).

Deng et Gursul (1996) ont effectué des essais complémentaires avec des volets de bord d'attaque en utilisant des techniques de visualisation du champ de vitesse et des mesure du champ par vélocimétrie laser à une composante. Ils ont vu un changement de la sensibilité de la position de l'éclatement à l'égard du braquage du volet pour différentes incidences et ont constaté que les volets créent un gradient de pression adverse en envergure qui modifie la structure de l'écoulement décollé. C'est par ces effets de modification du gradient de pression que les volets influencent la position de l'éclatement.

2.4.3. Dispositifs thermiques

Marchman (1975) a effectué l'un des seuls essais de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire en utilisant une aile delta chauffée. L'extrados de l'aile a été chauffé à une température sensiblement supérieure à celle de l'écoulement amont. Ces mesures ont montré que le chauffage ne modifie ni la portance, ni les moments. Ces résultats suggèrent que les variations de la densité et de la viscosité ne sont pas importantes dans le développement des tourbillons.

2.4.4. Dispositifs pneumatiques

Depuis les premières expériences de Werlé (1960) sur le contrôle des tourbillons et de l'éclatement tourbillonnaire, de nombreux essais ont été effectués avec diverses méthodes pneumatiques. Werlé a montré qu'une aspiration à l'intérieur de la région éclatée fait reculer la position de l'éclatement. Un jet dans le sens de l'écoulement émis côté intrados fait aussi reculer la position de l'éclatement, alors qu'un jet à contre courant provoque l'éclatement. La nature et la direction du contrôle pneumatique ne sont pas les seuls paramètres agissant sur les tourbillons et la position de l'éclatement. Les autre paramètres de contrôle importants incluent la valeur du coefficient de

soufflage ou d'aspiration, la méthode de soufflage et d'aspiration (continue ou pulsée) et les paramètres relatifs à l'aile (angle d'incidence, épaisseur, forme du bord d'attaque et angle de flèche). Dans cette partie de la bibliographie, les méthodes pneumatiques seront classées en quatre catégories : aspiration, soufflage au bord de fuite, soufflage près de l'apex, et combinaison de ces méthodes.

2.4.4.1. Aspiration

Comme discuté plus haut, Werlé (1960) a été le premier à observer l'influence de l'aspiration sur les tourbillons d'une aile delta. Dans un article très souvent cité, Lambourne et Bryer (1961) ont présenté leurs observations de l'écoulement tourbillonnaire autour des ailes delta. En plus de la description du phénomène tourbillonnaire et de son éclatement, ils ont présenté les résultats d'un essai utilisant une aspiration en aval du bord de fuite qui pourrait agir sur la position de l'éclatement. Ces essais avec aspiration ont été inspirés par les expériences de Werlé (1960). Les résultats montrent que la position de l'éclatement recule vers le bord de fuite de l'aile quand on applique différents débits d'aspiration.

Hummel (1967) a réalisé des essais en utilisant une aspiration au bord de fuite d'une aile delta pour contrôler la position de l'éclatement. Il a mesuré des pressions sur l'extrados de l'aile, avec et sans aspiration, qui mettent en évidence une chute de pression due à l'aspiration. Ces effets ont été observés pour la plupart aux angles d'incidence élevés où l'aspiration a eu une influence sur les tourbillons principaux et le gradient de pression adverse au bord de fuite. La réduction de ce gradient a produit une augmentation de la vitesse axiale dans le cœur du tourbillon et fait reculer la position de l'éclatement.

En conjonction avec le soufflage transversal de Dixon, qui va être évoqué plus bas, Cornish (1970) a constaté que "soit le point de décollement, soit la ligne de décollement à l'origine d'un tourbillon, pouvait être fixé si la vorticité dans le cœur du tourbillon était changée." C'est en suivant cette idée que Cornish a appliqué l'aspiration à la jonction de l'aile et du volet pour coller l'écoulement à la surface (voir Fig. 2.26). Cornish (1983) a repris ses idées d'aspiration quelques années plus tard dans un article où il a fait un bilan des différentes méthodes de contrôle pneumatique. Il a constaté que le contrôle serait possible par soufflage, aspiration, effets de vibrations et ondes acoustiques. Il a montré que le contrôle par aspiration continue ou discrète pouvait stabiliser les tourbillons, faire reculer les positions d'éclatement et, dans certains cas, supprimer l'écoulement décollé autour des corps aux incidences élevées.

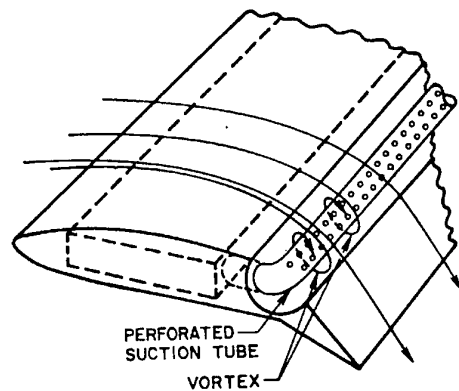


Figure 5. Wing Model with Perforated Tube at Flap Junction

Fig. 2.26 : Aspiration à la jonction de l'aile et de volet (Cornish 1970).

Parmenter et Rockwell (1990) ont effectué des essais de contrôle de l'éclatement en utilisant un système d'aspiration continu situé en aval de la position de l'éclatement nominal. Cette méthode de contrôle a stabilisé le tourbillon et fait reculer l'éclatement. Différentes valeurs, comprises entre 0,035 et 0,57, du coefficient de quantité de mouvement d'aspiration - défini par $C_{\mu} = (V_j/U_{\infty})^2(S_j/S_{\text{aile}})$ - ont été appliquées. Ces auteurs ont observé que les petites valeurs peuvent

être efficaces si la distance entre la position de l'éclatement et l'aspiration est diminuée. Parmenter et Rockwell ont regardé le temps requis pour stabiliser le phénomène à compter du début et de la fin de l'aspiration. Ce temps de réponse, exprimé sous la forme sans dimension tU_{∞} / c où c est la corde de l'aile, a varié entre 0,1 et 2,76. Le temps le plus court correspondant à la valeur la plus forte du coefficient d'aspiration (Parmenter et Rockwell 1990).

Owens et Perkins (1995) ont effectué des essais en considérant le contrôle de la couche limite et de l'éclatement par aspiration de bord d'attaque côté extrados et côté intrados d'une aile delta. Ces études ont été effectuées avec des volets de bord d'attaque et de bord de fuite et aspiration selon les charnières des volets (voir Fig. 2.27). Ils ont déterminé le taux d'aspiration nécessaire pour garder l'écoulement sur l'aile attaché et pour augmenter la portance. Plusieurs valeurs du coefficient d'aspiration, défini comme le rapport entre la quantité de mouvement aspirée par la surface trouée et la quantité de mouvement traversant la veine d'essai, ont ainsi été considérées. L'aspiration a eu une influence sur les tourbillons secondaires qui sont davantage affectés par la viscosité du fluide que les tourbillons principaux. L'aspiration au bord d'attaque a diminué le gradient de pression adverse sur l'aile, mais les effets d'aspiration sont plus efficaces en combinaison avec les volets.

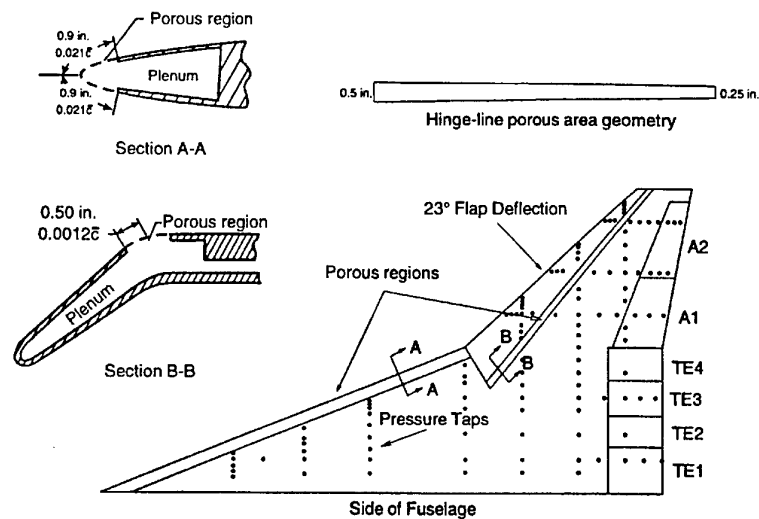


Figure 6.- Sketch of model showing inboard LE and outboard hinge-line suction.

Fig. 2.27 : Aspiration de bord d'attaque (Owens et Perkins 1995).

McCormick et Gursul (1996) ont exécuté des essais dans un tunnel hydrodynamique avec des ailes delta de 65° et de 70° de flèche en installant les systèmes d'aspiration au bord d'attaque et en retrait du bord d'attaque, côté extrados. Les résultats montrent que l'aspiration près de la ligne de décollement peut modifier la couche limite, la couche de cisaillement née du décollement le long du bord d'attaque et la structure tourbillonnaire. L'aspiration au bord d'attaque a fortement déplacé la position de l'éclatement, l'influence étant plus importante quand le coefficient d'aspiration augmente. Sous l'influence de l'aspiration, les tourbillons se déplacent vers l'intérieur de l'aile (plus près de l'emplanture) en même temps qu'ils se rapprochent de l'extrados. En revanche, l'aspiration en retrait du bord d'attaque a eu une influence négative, la position de l'éclatement avançant quand le coefficient d'aspiration augmente (McCormick et Gursul 1996). Des sondages du champ de vitesse autour des ailes ont montré que la taille des cœurs des tourbillons diminue et que la vorticité axiale est renforcée par l'augmentation du taux d'aspiration le long du bord d'attaque. McCormick et Gursul (1996) ont effectué des essais avec aspiration dissymétrique selon le bord d'attaque. Ils n'ont

vu aucune influence de l'aspiration sur le tourbillon non contrôlé, les deux tourbillons pouvant être contrôlés séparément.

Maines *et. al.* (1999) ont récemment publié les résultats d'une étude sur l'aspiration au bord d'attaque d'une aile delta de 65° de flèche. L'aspiration est effectuée au travers de trous parallèles alignés le long du bord d'attaque sur l'intrados et l'extrados de l'aile. Les lignes de trous partent près de l'apex et s'étendent sur une distance de 68% de la corde. Les résultats visuels indiquent "une relation linéaire entre la position de l'éclatement tourbillonnaire et un paramètre basé sur la quantité de mouvement de l'aspiration et la vitesse amont." L'aspiration sur l'extrados de l'aile a fait avancer l'éclatement plus en amont que dans le cas sans contrôle. En revanche, l'aspiration sur l'intrados fait reculer l'éclatement vers le bord de fuite. Ces résultats confirment ceux de McCormick et Gursul (1996). Toutefois, l'efficacité de l'aspiration était une fonction de l'angle d'incidence et de la répartition des trous le long du bord d'attaque. L'aspiration appliquée sur une longueur de 0,18 corde à partir de l'apex a été plus efficace que l'aspiration sur 0,68 corde. Cela s'explique par le fait que la quantité de mouvement de l'aspiration est plus élevée à travers une petite surface, si le débit est constant (Maines *et. al.* 1999).

2.4.4.2. Soufflage au bord de fuite

Legendre (1954) a fait une étude théorique pour modéliser l'écoulement bidimensionnel autour d'un profil d'aile quand un dispositif de soufflage est aménagé près du bord de fuite et est alimenté sous une pression génératrice sensiblement plus élevée que la pression d'arrêt de l'écoulement extérieur. Cette étude théorique constitue le cadre de deux schémas simplifiés. Le premier peut fournir une indication sur l'influence de l'angle de soufflage et du débit de soufflage. Le second schéma est plus

satisfaisant et peut servir de base à une généralisation. Cette étude montre que seule la partie du profil proche du point d'injection est influencée par le jet. En dehors de cette zone de champ proche, l'énergie cinétique du jet se dissipe rapidement dans l'écoulement principal (Legendre 1954).

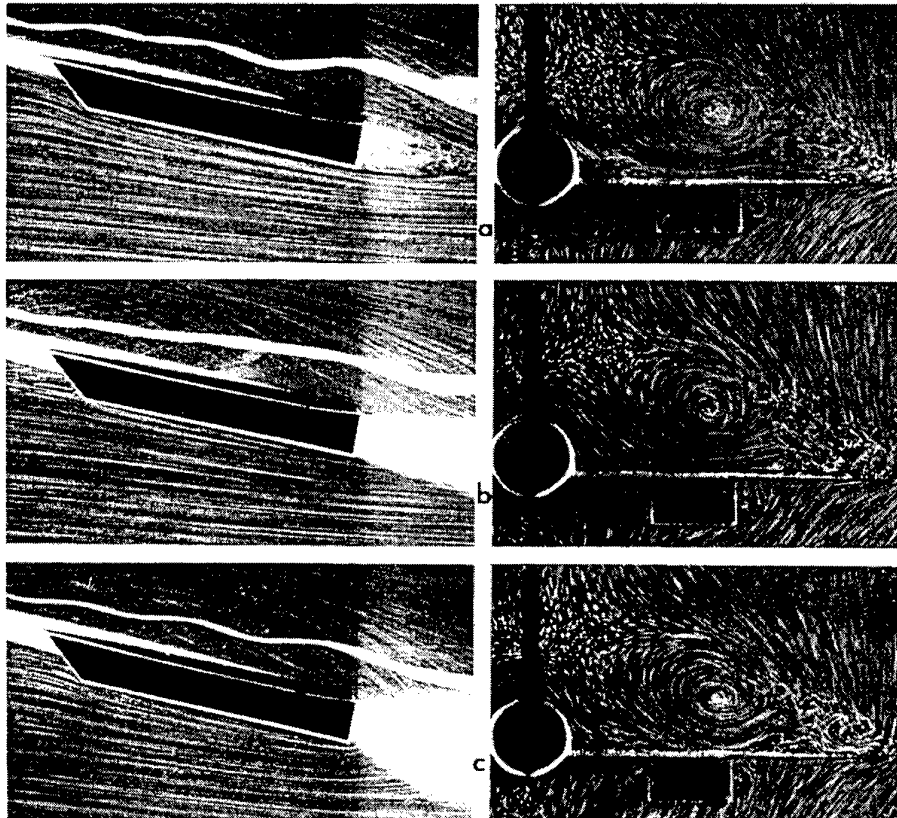


Fig. 2.28 : Influence d'un réacteur au bord de fuite d'une maquette type Concorde à 12° d'incidence (a) réacteur fermé : $V_j = 0$ (b) réacteur transparent : $V_j \approx 0,7U_\infty$ (c) réacteur en marche : $V_j = 6U_\infty$. Vues de tranches d'écoulement longitudinales passant par l'axe du réacteur (à gauche) et transversales situées au bord de fuite (à droite) (Werlé et Fiant 1964).

Etudiant dans un tunnel hydrodynamique une maquette type Concorde en configuration d'atterrissage, Werlé et Fiant (1964) ont examiné l'évolution des structures tourbillonnaires et de l'éclatement en fonction des caractéristiques de l'écoulement ainsi que de la forme et de l'effet d'induction des jets des réacteurs. (voir Fig. 2.28) Les jets sortant des réacteurs au bord de fuite

d'une aile type Concorde ont déplacé les deux tourbillons principaux et leur point d'éclatement, montrant ainsi la capacité de contrôler les phénomènes au niveau des bords de fuite.

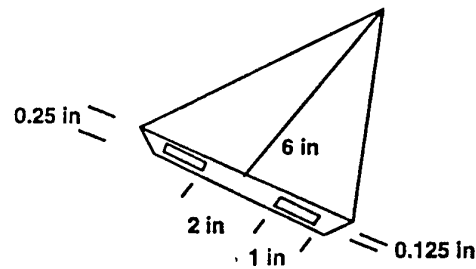


Figure 1. Delta Wing Model

Fig. 2.29 : Aile delta avec soufflage au bord de fuite (Nawrocki 1995).

Une autre étude de soufflage au bord de fuite d'une aile delta de 60° de flèche a été effectuée par Helin et Watry (1994) dans un tunnel hydrodynamique. Il a observé l'évolution de l'écoulement tourbillonnaire sous l'effet d'un fort débit injecté par des tuyères rectangulaires situées au bord de fuite de l'aile. La section de sortie de chaque jet était perpendiculaire au bord de fuite de l'aile. Le rapport de la vitesse du jet à la vitesse amont $V_R = V_j/U_\infty$ a varié de 0 à 8. La position de l'éclatement a été déplacée vers le bord de fuite pour les rapports de vitesse les plus élevés : déplacement maximal de 18% de la corde pour $V_R = 8$. Nawrocki (1995) a continué les essais de Helin et Watry (1994) en utilisant une aile delta de 60° de flèche avec soufflage au bord de fuite (voir Fig. 2.29). Au cours de ces essais, la vitesse des jets a varié de façon symétrique et dissymétrique et l'angle des jets a pu être orienté de $\pm 45^\circ$ par rapport à l'extrados de l'aile. Les résultats montrent que la position de l'éclatement a reculé de 40% de la corde avec un rapport de vitesse de soufflage V_R égal à 8 et les jets dirigés à 45° vers le bas.

Shih et Ding (1996) ont effectué des essais avec soufflage au bord de fuite d'une aile delta de 60° de flèche en conditions statiques et dynamiques. Ils ont utilisé deux tuyères rectangulaires de rapport d'aspect 9,6/1 et ayant des sorties perpendiculaires au bord de fuite de l'aile. Chaque tuyère était indépendante et pouvait être orientée de 30° vers le haut et 45° vers le bas, en soufflant avec un rapport V_R allant de 0 à 7,3. Les visualisations de l'écoulement tourbillonnaire ont montré que le soufflage au bord de fuite a pu faire reculer significativement la position de l'éclatement. Sans incidence du jet, l'éclatement a été déplacé de 0,1 corde vers le bord de fuite, pour tous les angles d'incidence et les valeurs du rapport de vitesse testées. Une diminution de l'inclinaison des jets, à V_R constant, tend à déplacer la position de l'éclatement plus en aval. Cet effet favorable diminue avec l'accroissement de l'angle d'incidence de l'aile et la position plus amont de l'éclatement. Quand les jets sont orientés à -45° et le rapport de vitesses égal à 7,3, la position de l'éclatement s'est trouvée à 0,58% de la corde en aval de la position nominale sans soufflage. Shih et Ding ont constaté que cette influence favorable du soufflage était due à l'entraînement des jets. Cet effet diminue le gradient de pression adverse au bord de fuite qui est responsable de l'éclatement. Les jets ont aussi accéléré la vitesse axiale dans le cœur de chaque tourbillon, ce qui a augmenté le transport de la vorticité dans l'écoulement et fait reculer la position de l'éclatement.

Vorobieff et Rockwell (1998) ont effectué des essais avec soufflage au bord de fuite d'une demi-aile delta de 60° de flèche avec variation harmonique de l'incidence. Un soufflage intermittent était émis par 37 trous disposés le long du bord de fuite pour une surface totale de $18,3\text{mm}^2$ (voir Fig. 2.30). Le soufflage était démarré pendant l'augmentation de l'angle d'incidence et maintenu pendant 40% de la période de l'oscillation de l'aile en incidence. Le soufflage périodique s'est montré plus efficace que le soufflage continu, ce qui a permis de réduire le débit de soufflage. En plus,

Vorobieff et Rockwell ont constaté que "l'effet de soufflage intermittent a fait reculer la position de l'éclatement pendant toute la période de la variation de l'incidence de l'aile en raison des effets de retard associés à la variation d'incidence. Les résultats de la vélocimétrie par images de particules (PIV) montrent que le soufflage périodique a modifié fortement l'écoulement près de l'extrados, soit en amont, soit en aval de la position de l'éclatement.

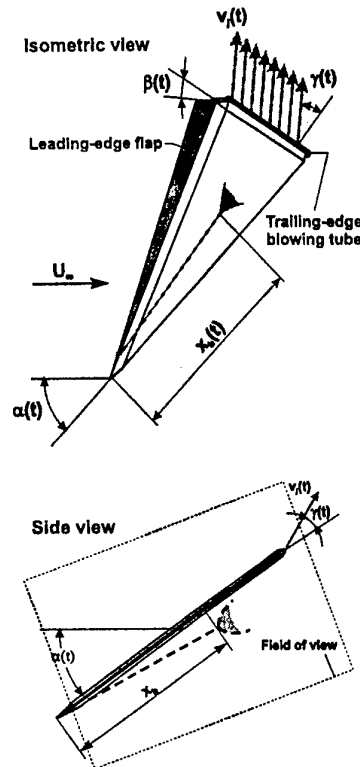


Fig. 1 Multiple-actuator half-delta wing schematics.

Fig. 2.30 : Soufflage au bord de fuite (Vorobieff et Rockwell 1998).

Certains résultats préliminaires à ce travail de thèse et relatifs au contrôle par soufflage au bord de fuite ont été décrits par Mitchell *et. al.* (1999). Les effets de soufflage symétrique et dissymétrique ont été étudiés dans un tunnel hydrodynamique autour d'une aile delta de 75° de flèche. Les observations faites ont montré que les tourbillons étaient indépendants l'un de l'autre. Le contrôle dissymétrique ne peut alors gouverner qu'une seule position d'éclatement (un tourbillon). Ces deux

modes de contrôle ont été efficaces pour déplacer la position de l'éclatement vers l'aval pour des rapports de vitesse V_R allant jusqu'à 10. Toutefois, pour les rapports plus élevés, le soufflage au bord de fuite a eu des effets contraires. Plus de détails sur ces essais sont donnés dans le chapitre 4.

2.4.4.3. Soufflage ailleurs

Les systèmes de soufflage près de l'apex de l'aile sont divers et incluent : soufflage normal à la corde au bord d'attaque, parallèle au bord d'attaque, tangentiel au bord d'attaque arrondi dirigé vers l'extrados, dans le cœur du tourbillon. Les références citées ci-dessous sont classées par ordre chronologique et consistent en un mélange de toutes les méthodes de contrôle.

Cette recherche a commencé avec Werlé (1960) qui est déjà cité pour les premiers essais sur le contrôle des tourbillons et de leur éclatement. Werlé a ainsi étudié les effets d'un jet soufflant dans le sens du courant et d'un jet à contre courant. Ces premiers résultats montrent qu'un jet dans le sens du courant, émis sur le côté intrados, fait reculer l'éclatement et déplace l'axe du tourbillon en direction du jet. L'effet d'un jet à contre courant est de précipiter l'éclatement.

Alexander (1963) a réalisé des essais pour contrôler les tourbillons secondaires par un soufflage continu le long des bords d'attaque d'une aile delta de 70° de flèche. Pour maintenir un écoulement à peu près conique, le soufflage est pratiqué selon une direction faisant un angle de 50° par rapport à la normale aux bords d'attaque. La quantité de mouvement de soufflage croît linéairement le long du bord d'attaque, à partir de zéro à l'apex. Alexander (1963) a défini un coefficient de soufflage pour quantifier le contrôle : $C_\mu = Q_m V_{jet} / q_\infty S_{aile}$ où Q_m représente le débit massique de soufflage, V_{jet} la vitesse du jet à la sortie de la buse d'injection, calculée à partir des pressions mesurées en

supposant un écoulement isentropique, q_∞ la pression dynamique de l'écoulement amont, S_{aile} la surface de l'extrados de l'aile. Cette définition est la plus utilisée par les chercheurs pour quantifier la quantité de mouvement de soufflage. En regardant les mesures de pression stationnaire sur l'extrados de l'aile, Alexander a montré que son système de soufflage a supprimé les décollements qui formaient les tourbillons secondaires. Il a observé qu'il y avait une valeur maximale de C_μ nécessaire pour supprimer ces tourbillons et que cette valeur augmentait avec l'angle d'incidence. Les valeurs de $C_{\mu\text{crit}}$ sont 0,006, 0,028, 0,044 et 0,059 pour les angles de 5° , 10° , 15° et 20° . Malheureusement, les tourbillons secondaires ont peu d'effet sur les tourbillons principaux et sur la portance de l'aile (Alexander 1963).

Treble (1966) a effectué des essais dans une soufflerie à base vitesse en regardant la portance d'ailes de forte flèche et l'augmentation de cette portance par injection d'air dans une direction normale au bord d'attaque. La maquette était une aile delta de 75° de flèche équipée de fentes de différentes formes : rectangulaire le long du bord d'attaque, en triangle allongé (la largeur diminue en se dirigeant vers le bord de fuite) et en losange. En observant l'influence de ces fentes, la forme triangulaire est apparue comme la plus efficace. Treble a constaté que la distribution de la quantité de mouvement lors du soufflage avec une fente triangulaire est plus appropriée pour un écoulement conique, tel celui d'un tourbillon d'aile delta (voir Fig. 2.31). Il a fait varier le coefficient de soufflage C_μ de 0 (pas de soufflage) à 0,2. L'analyse des lignes de frottement pariétales sur l'extrados de l'aile a montré que, plus le coefficient de soufflage est grand, plus le décollement secondaire est déplacé vers le bord d'attaque. Ces résultats sont confirmés par les mesures de pression totale au bord de fuite de l'aile (Treble 1966). Les forces mesurées par une balance montrent un accroissement de la portance avec l'application du soufflage. Mais en même temps, la

traînée a été augmentée. Trebble a constaté que l'augmentation de la traînée peut être due à l'orientation des jets.

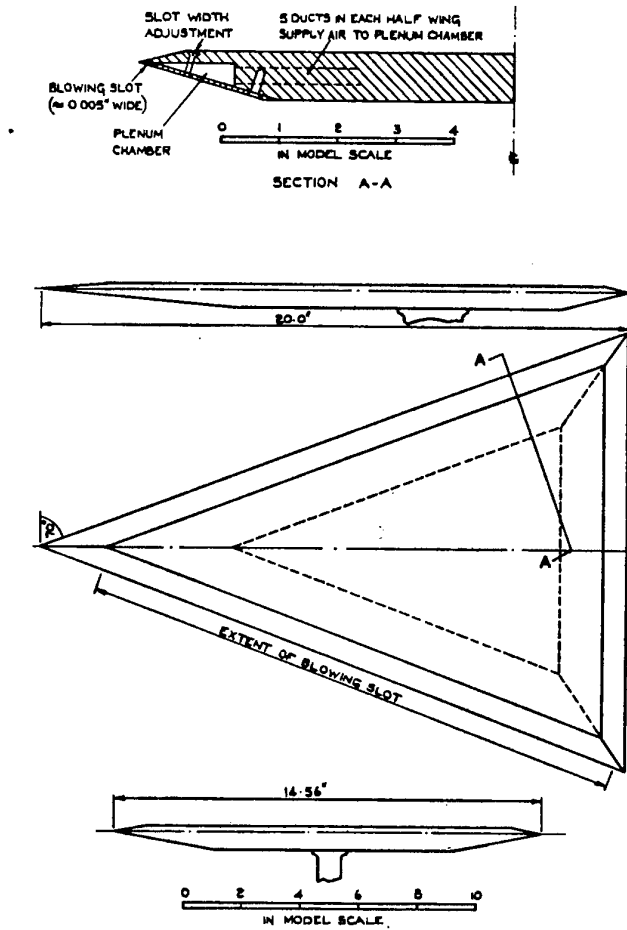


FIG. 1 G.A. OF DELTA WING

FIG. 1. G.A. of delta wing.

Fig. 2.31 : Aile delta avec soufflage dans une direction normale au bord d'attaque (Trebble 1966).

Dans les années soixante, une vaste campagne de recherche a été mise en route par la société Lockheed sous la direction de Dixon (1969) et Cornish (1970). Ces derniers ont créé un concept de soufflage appelé "spanwise blowing" qui consiste à souffler un jet d'air comprimé à forte quantité de mouvement à partir du plan médian de l'aile delta (ou du fuselage de l'avion) dans la direction de l'envergure (voir Fig. 2.32). Dixon et Cornish ont constaté que le soufflage est entraîné dans le

tourbillon et produit un effet sur la position de l'éclatement similaire à une variation de l'angle de flèche.

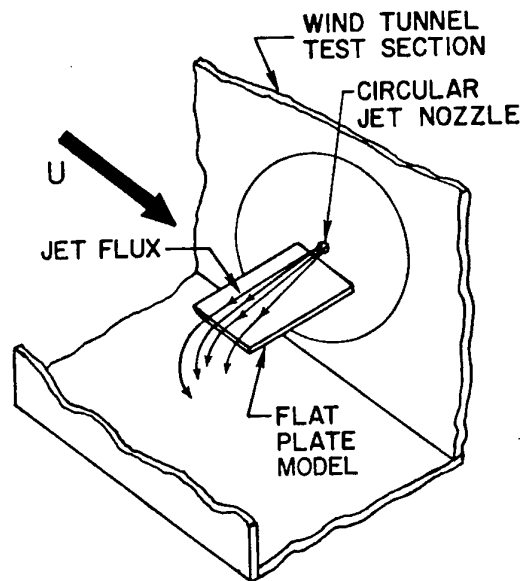


Figure 14. Rectangular Flat Plate, Spanwise Blowing Wind Tunnel Model

Fig. 2.32 : Soufflage à partir du plan médian de l'aile (Cornish 1970).

Lors des essais, diverses méthodes de visualisation ont été appliquées : fils attachés à la surface, visualisation pariétale par enduits visqueux et par fumée dans l'écoulement autour de l'aile. Les pressions à la paroi ont également été mesurées. Les résultats montrent que les effets du soufflage sur la position de l'éclatement dépendent fortement de la quantité de mouvement sortant de chaque jet et du diamètre du jet. Dixon (1969) a noté que les jets les plus efficaces sont les plus petits ou bien ceux avec la plus grande vitesse en sortie de buse. Il semble donc que ce n'est pas uniquement le coefficient de soufflage qui a un effet important, mais aussi le rapport de la vitesse de sortie du jet à la vitesse amont. Cornish (1970) a également observé que la position du jet a une influence importante sur l'efficacité du soufflage et sa capacité à contrôler l'écoulement tourbillonnaire. Dixon

(1969) et Cornish (1970) ont noté que le soufflage modifie l'emplacement et la taille du tourbillon principal, son taux de croissance, la position de l'éclatement ainsi que la portance de l'aile.

A la suite des travaux des auteurs américains et de Werlé, Poisson-Quinton (1970) a effectué des essais à la soufflerie de l'Onera de Cannes sur une aile delta de 45° de flèche. Il a montré que les effets majeurs du soufflage par jet transversal sont une augmentation de la portance. Il a mesuré un coefficient de portance $C_z = 1,6$ à l'aide d'un jet émis au quart de la corde et caractérisé par une valeur $C_\mu = 0,1$.

Werlé (1971) a introduit une nouvelle méthode de contrôle par soufflage en utilisant un jet dirigé suivant l'axe du tourbillon d'une aile delta. Dans cette expérience, le jet était situé à la mi-corde de l'aile, en aval du point d'éclatement. L'effet observé est, non seulement de retarder l'éclatement et de réorganiser le tourbillon, mais aussi d'incurver ce dernier vers la pointe arrière en étendant la partie médiane saine et non tourbillonnaire de l'écoulement aux dépens de la zone de remous qui se développe habituellement à l'arrière de l'avion (voir Fig. 2.33).

Gardant toujours l'idée de soufflage, Werlé et Gallon (1972) ont montré qu'un jet émis transversalement permet de réduire les décollements. Ils présentent des résultats pour une aile droite mince sans, puis avec, soufflage par un jet émis transversalement à environ un quart de la corde. L'aile, d'allongement deux, était mise en incidence de 20° à 40° . Les résultats obtenus en soufflerie par Dixon (1969) ont été confirmés et complétés par les visualisations faites au tunnel hydrodynamique de l'Onera (voir Fig. 2.34). Le coefficient de quantité de mouvement C_μ défini par Trebble (1966) et Dixon (1969) a été utilisé et la même valeur de 0,8 a été conservée. Le large

décollement observé sans jet se réduit à un bulbe de bord d'attaque sous l'effet du jet. En aval, l'écoulement recolle et conserve sa laminarité. Il a été observé que le jet est plus efficace quand il est situé plus près du bord d'attaque. De plus, quelques essais ont été effectués sur une demi-aile de 60° de flèche à 25° d'incidence et avec un $C_{\mu} = 0,5$.

Ces essais sont similaires à ceux effectués à la soufflerie de l'Onera de Cannes par Poisson-Quinton (1970) sur une aile delta de 45° de flèche qui ont aussi confirmé que l'effet majeur du soufflage est une forte augmentation de la portance (multipliée par 2 pour $C_{\mu} = 6$). (Werlé et Gallon 1972) Ces essais ont également révélé qu'un jet permet de faire reculer l'apparition de l'éclatement aux incidences élevées.

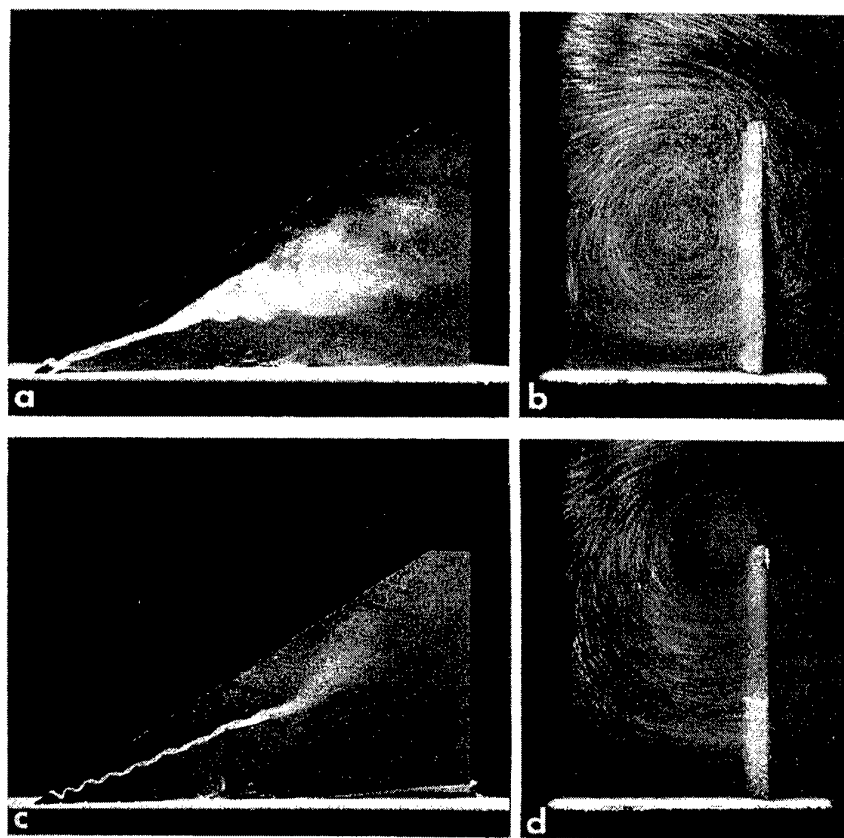


Fig. 2.33 : Influence d'un jet situé à la mi-corde émis suivant l'axe du tourbillon autour d'une demi-aile delta de 60° de flèche à 25° d'incidence. (a,b) sans jet (c,d) avec jet: $V_j = 30U_\infty$ ou $C_{\mu} = 0,5$. Vues de tranches latérales parallèles à l'extrados (à gauche) et transversales situées près du bord de fuite (à droite) (Werlé 1971).

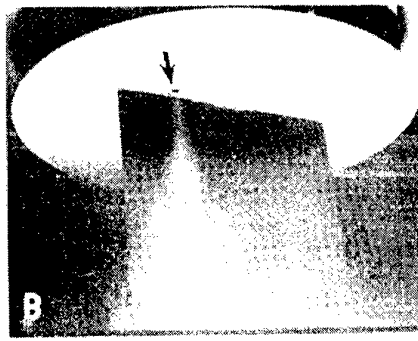


Fig. 2.34 : Soufflage à partir du plan médian de l'aile à 25% de la corde (Werlé et Gallon 1972)

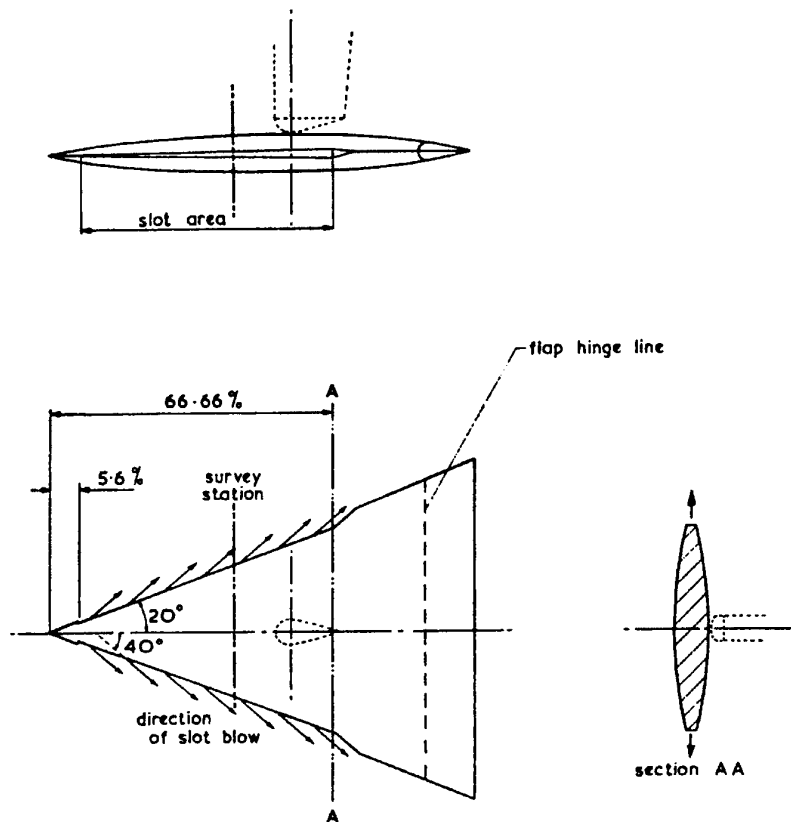


FIG. 2. GEOMETRY OF BLOWING CONFIGURATION.

Fig. 2.35 : Soufflage le long et parallèle aux bords d'attaques (Spillman et Goodridge 1972).

Spillman et Goodridge (1972) ont effectué des essais avec contrôle de l'écoulement tourbillonnaire par soufflage le long des bords d'attaques sur une aile delta de 70° de flèche. L'air comprimé est injecté sous un angle inférieur de 20° à l'angle de flèche (voir Fig. 2.35). Ils ont constaté que

l'énergie du jet de soufflage peut être divisée en deux composantes : une composante suivant l'axe du tourbillon et une composante normale à l'axe du tourbillon. Spillman et Goodridge (1972) ont noté que la composante de soufflage suivant l'axe du tourbillon augmente la vitesse axiale tandis que la composante normale à l'axe du tourbillon contribue à l'enroulement du tourbillon et à l'augmentation de l'énergie rotationnelle dans le tourbillon. Les coefficients de soufflage C_{μ} de 0,02 à 0,1 ont été étudiés et dans tous les cas, le soufflage éloigne l'axe du tourbillon de l'extrados et le rapproche du bord d'attaque. Le déplacement est plus fort pour les coefficients les plus élevés. Le système de soufflage appliqué accroît la portance de l'aile et diminue la traînée, mais l'influence sur les mesures de pression pariétale est moins évidente que ne le pensaient les auteurs. Le soufflage selon une direction normale à l'axe du tourbillon déplace le tourbillon vers le bord d'attaque et diminue son influence sur la pression à l'extrados de l'aile (Spillman et Goodridge 1972).

Bradley et Wray (1974) ont poursuivi selon les idées de Werlé (1971) pour contrôler un écoulement tourbillonnaire par soufflage au moyen d'un jet dirigé dans la direction de l'axe du tourbillon. Leur maquette était une moitié d'avion de chasse avec une aile delta. Pour ces essais, l'air comprimé était émis suivant cinq positions différentes le long de la corde, à une hauteur égale à un diamètre de jet au-dessus de l'extrados, et suivant l'axe du tourbillon. Les résultats montrent qu'une buse située à une distance de 0,1 corde est la plus efficace pour déplacer la position de l'éclatement et pour augmenter la portance (voir Fig. 2.36). Les positions de jet plus en aval de 30% de la corde n'ont eu aucune influence sur la position de l'éclatement et la portance, quel que soit le débit de soufflage. Les essais ont été effectués avec des coefficients de soufflage C_{μ} variant de 0 à 0,17. La plupart des résultats ont été analysés pour $C_{\mu} = 0,09$. Les résultats de cette méthode de contrôle montrent que le soufflage peut faire reculer l'éclatement et augmenter la portance de l'aile. Ils ont également observé

que l'influence du jet et son efficacité s'améliorent quand son débit augmente. Bradley et Wray ont attribué l'efficacité de cette méthode de soufflage à l'augmentation de la stabilité de l'écoulement dans le cœur du tourbillon. Ils ont constaté que le contrôle de l'éclatement améliore la stabilité directionnelle d'un avion par l'élimination de l'éclatement près de la dérive (Bradley et Wray 1974).

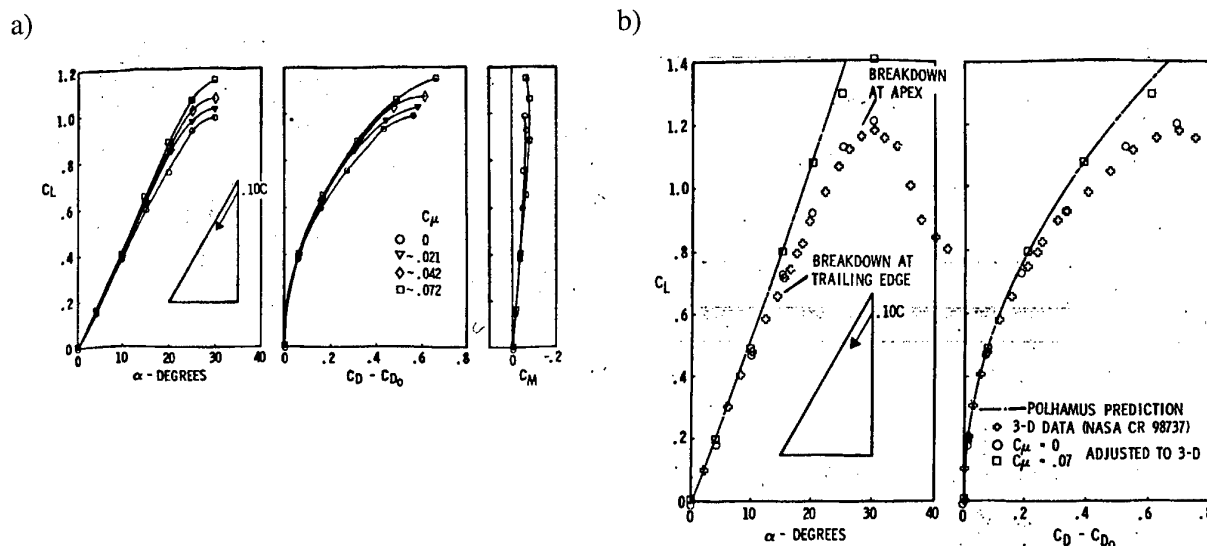


Fig. 2.36 : (a) Influence de C_μ sur le coefficient de portance, la finesse et le coefficient de moment. (b) Résultats expérimentaux comparés avec la théorie de Polhamus (Bradley et Wray 1974).

Bradley, Whitten et Wray (1976) ont poursuivi leurs études du contrôle de l'éclatement en écoulement compressible (à Mach 0,75) tout en gardant le même système de contrôle, c'est-à-dire soufflage dirigé dans la direction du cœur du tourbillon (voir Fig. 2.37). Les mesures ont montré que le soufflage a la capacité de déplacer la position de l'éclatement et a une influence sur la portance de l'avion. A cette vitesse, en écoulement compressible, la position de soufflage optimale pour le contrôle de l'éclatement est plus en aval que dans l'étude précédente, soit environ à 30% de la corde.

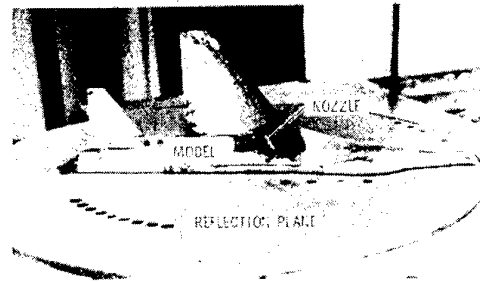


Fig. 2 Half-span model.

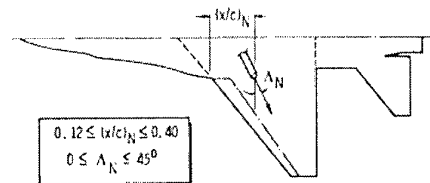


Fig. 3 Nozzle position schematic.

Fig. 2.37 : Soufflage dirigé dans la direction du cœur du tourbillon (Bradley, Whitten et Wray 1976).

Campbell (1976) a introduit une nouvelle méthode de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire, même s'il l'a appelée "spanwise blowing." En fait, Campbell a utilisé un système de soufflage injectant l'air comprimé au-dessus de l'extrados d'une aile delta dans une direction parallèle au bord d'attaque. Sa technique n'est pas très différente de celle employée par Bradley *et. al.* (1974, 1976), excepté que l'angle de soufflage est aligné avec le bord d'attaque, au lieu d'être selon le cœur de tourbillon. Il a effectué ces essais en utilisant des ailes de différentes formes et en pratiquant le soufflage toujours à partir du fuselage. Ainsi, ont été considérées : une aile trapézoïdale avec un angle de flèche de 44° , des ailes delta, hirondelles et en losange, avec des angles de flèche de 30° et de 45° . Dans tous les cas, la buse de soufflage était placée à une distance de 0,23 corde et à une hauteur égale à 84% du diamètre du jet au-dessus de l'extrados. Campbell (1976) a observé que le jet est plus efficace quand il est situé près de l'origine du tourbillon ou près du point de décollement ou encore près de la ligne de séparation. Cela est dû au fait qu'en de tels endroits le tourbillon est encore proche de la paroi.

Lors de ses essais, Campbell a acquis des données de pression et de forces qui montrent que le soufflage peut modifier les tourbillons, diminuer le coefficient de traînée et augmenter le moment de tangage. L'accroissement du coefficient de soufflage a accru la portance tourbillonnaire jusqu'à la valeur prédite par Polhamus (1971). Malheureusement, l'accroissement du coefficient de soufflage diminue le gain sur la finesse. Ces résultats montrent que l'efficacité du contrôle de l'éclatement par soufflage parallèle au bord d'attaque dépend fortement des caractéristiques du jet (vitesse à la sortie, coefficient de soufflage, diamètre du jet), des conditions de l'écoulement autour de l'aile et de la vitesse amont. Campbell a aussi réalisé une étude de faisabilité d'un système de soufflage pour avion de combat. Il a constaté que les effets positifs du soufflage l'emportent sur la perte de puissance motrice résultant du prélèvement du système (Campbell 1976).

Dixon, Dansby et Poisson-Quinton (1978) ont poursuivi les études de soufflage transversal commencées par Dixon (1969) et Cornish (1970) mais pour des vitesses plus élevées, jusqu'au transsonique. A ces vitesses, l'enjeu était d'utiliser le soufflage pour contrôler les décollements induits par des chocs. Ces essais, effectués dans le cadre d'une coopération entre l'Onera et la société Lockheed, ont montré que le contrôle de l'éclatement est faisable en écoulement transsonique.

Erickson (1979) a effectué des essais de soufflage selon l'envergure de l'aile sur une maquette à l'échelle 1/10^e d'un F-5E avec un angle de flèche de 32°. Il a mesuré des forces et des moments aux différents angles d'incidence et de dérapage. Les résultats montrent que, plus le coefficient de soufflage est fort, meilleure est l'influence du soufflage sur la position de l'éclatement et la portance

tourbillonnaire. Pour les plus hautes valeurs du coefficient de soufflage, la traînée aux incidences élevées est aussi diminuée. Erickson a constaté que les bénéfices réalisés par le soufflage ne compensaient pas la réduction de poussée des réacteurs résultant de la puissance prélevée pour créer un débit de soufflage suffisant.

Une autre application du contrôle de l'écoulement autour d'une maquette d'avion a été réalisée par Seginer et Salomon (1983) qui ont soufflé parallèlement aux bords d'attaque d'un Mirage III, constitué d'une aile delta de 60° de flèche et de canards. La maquette incluait quatre buses de soufflage placées à une distance de 0,1 corde de l'apex, chacune étant orientée parallèlement au bord d'attaque de l'aile ou des canards et située à un diamètre au-dessus de l'extrados. Seginer et Salomon ont noté que la position verticale des jets n'est pas très importante ; en revanche la position le long de la corde influence l'efficacité du contrôle. Ils ont effectué des essais avec un coefficient C_{μ} variant de 0 à 0,09 sur l'aile et de 0 à 0,022 sur les canards. Pour les différents débits de soufflage, la portance maximale a été augmentée et la courbe du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence modifiée.

Seginer et Salomon (1983) ont étudié les influences de soufflages symétriques et dissymétriques. Ils ont aussi introduit l'idée de soufflage avec des jets tournants produits par l'insertion d'un foret dans les buses. Cet artifice réduit la surface de sortie des jets de 75%. La direction de la composante de vitesse tangentielle des jets a été contrôlée par la forme des forets : les deux jets tournant soit dans le même sens que les tourbillons principaux, soit dans le sens opposé, ou bien encore un jet tournant selon le tourbillon principal et l'autre dans le sens contraire. Avec un coefficient $C_{\mu} = 0,012$, les jets tournants avaient le même effet sur la portance qu'un jet axial pour un C_{μ} égal 0,05 ; ce qui

représente un gain de quatre. Seginer et Salomon (1983) ont noté que la meilleure efficacité d'un jet tournant a été trouvée lorsque celui-ci tourne dans le même sens que les tourbillons ce qui est le contraire de ce que l'on pourrait a priori penser. Lorsqu'on augmente la vitesse de rotation (la vitesse du jet s'additionne à celle du tourbillon), on augmente la sensibilité à l'éclatement. Seginer et Salomon (1983) ont découvert que les méthodes de soufflage parallèle aux bords d'attaque génèrent une portance supplémentaire et diminuent la traînée aux incidences élevées et qu'un système de soufflage peut remplacer des moyens mécaniques pour le contrôle de l'écoulement décollé sur un avion du futur.

Er-El et Seginer (1986) ont continué les études précédentes de contrôle sur la même maquette. Ils ont réalisé des visualisations par striescopes et des mesures de pression pariétale stationnaire en utilisant la même configuration de soufflage et les mêmes coefficients C_{μ} . Ils ont observé que l'interaction des jets avec les tourbillons est fonction de la distance entre le jet et le cœur du tourbillon. Quand le jet est tout près du cœur du tourbillon, il le stabilise, car le jet est entraîné dans l'axe du tourbillon. A une distance plus importante, le jet est moins efficace et il s'enroule autour du cœur du tourbillon. Er-El et Seginer (1986) ont aussi noté, dans les résultats des mesures de pression, que le soufflage augmente la dépression en dessous de chaque tourbillon et diminue la largeur de l'influence du tourbillon. Ils confirment les résultats précédents, qu'un soufflage parallèle au bord d'attaque génèrent une portance supplémentaire.

Satran, Gilbert et Anglin (1985) (voir aussi Anglin et Satran 1979) ont utilisé une méthode de soufflage transversale pour le contrôle de l'écoulement décollé autour de deux avions de chasse : l'un avec une aile delta de 60° de flèche et l'autre avec une aile de forme trapézoïdale. Leur

technique qu'ils ont aussi appelée "spanwise blowing", consiste en un petit jet d'air comprimé, à haute vitesse, qui est injecté dans une direction parallèle à l'extrados et au bord d'attaque. La paire de jets est installée dans le fuselage de chaque maquette à trois endroits: 20%, 30% et 40% de la corde de l'aile à partir de la jonction amont de l'aile-fuselage. La plupart des essais ont été effectués sur l'aile trapézoïdale, mais les résultats décrits ici sont ceux de l'aile delta. Ils ont constaté que les jets améliorent la puissance des tourbillons et favorisent leur ré-attachement sur l'aile. Les caractéristiques longitudinales sont insensibles à la position des jets. En revanche, la position la plus aval des jets a eu le meilleur effet sur la stabilité latérale, donc par la suite les essais ont été effectués avec cette position à 40% de la corde. Le soufflage fait reculer la position d'éclatement, mais son efficacité est moindre sur l'aile delta que sur l'aile trapézoïdale. La distance dont l'éclatement recule est une fonction du coefficient de soufflage ainsi que de l'angle de flèche de l'aile. L'augmentation de la portance a été la plus marquée pour les incidences comprises entre 30° et 35° et le soufflage n'a aucun effet sur le moment de tangage (Satran, Gilbert et Anglin 1985).

Les essais d'Owen et Peake (1986) dans un tunnel hydrodynamique ont été conduits sur un tourbillon généré par une aile delta de 45° de flèche à une vitesse de 11 cm/s. L'éclatement est déclenché par l'interposition d'une grille en aval de l'aile. Owen et Peake (1986) identifient un éclatement de type spiral et le manipulent avec des niveaux de soufflage poussés jusqu'à un $C_{\mu} = 0,14$. Les effets du soufflage dans des plans situés à trois et quatre cordes en aval du bord de fuite se divisent suivant l'intensité du C_{μ} en deux régimes qui démontrent des effets respectivement stabilisant et déstabilisant de part et d'autre d'une valeur de C_{μ} égale à 0,05. Le soufflage permet de compenser dans un premier temps, puis de renverser ensuite le déficit de quantité de mouvement axial. Les taux de décroissance de la vorticité axiale sont diminués de moitié par le soufflage

optimal à $C_{\mu} = 0,05$ et les fluctuations axiales aberrantes, qui atteignaient plus de 50% en indiquant une zone de renversement périodique du champ moyen, sont supprimées. Un soufflage trop élevé de $C_{\mu} = 0,1$ dégrade par contre progressivement la stabilité radiale du tourbillon (Owen et Peake 1986).

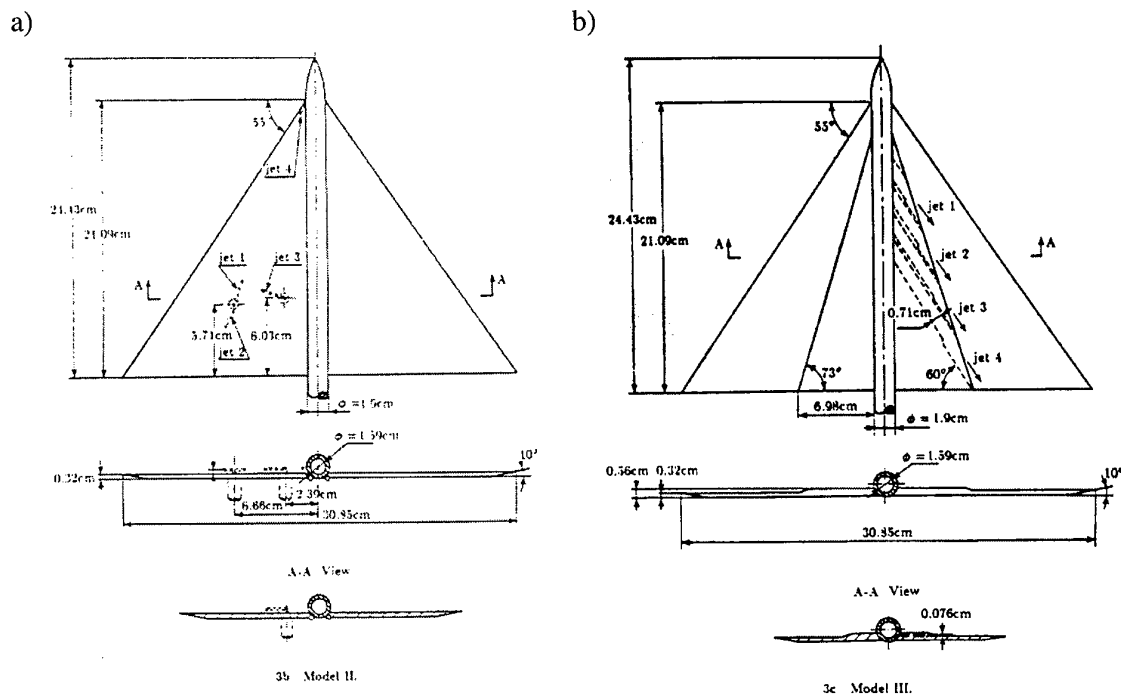


Fig. 2.38 : (a) Maquette à 4 jets de soufflage sur l'extrados. (b) Maquette avec 4 jets de soufflage dans le fuselage (Shi *et al.* 1987).

Shi *et al.* (1987) ont effectué des essais au tunnel hydrodynamique autour d'une aile delta de 55° de flèche avec soufflage continu selon la direction de la vitesse axiale du cœur du tourbillon et normalement au tourbillon. Ils ont utilisé des techniques qualitatives et visuelles pour analyser les effets des méthodes de contrôle. Leurs observations sur le soufflage continu dans la direction de la vitesse axiale ont montré que cette méthode est efficace et déplace la position de l'éclatement vers le bord de fuite. Ils ont constaté que le jet d'air à vitesse très élevée en sortie de buse augmente la quantité de mouvement dans le cœur du tourbillon par entraînement. En revanche, un soufflage dans une direction opposée à la vitesse axiale fait avancer la position de l'éclatement vers l'apex, même

pour un petit coefficient de soufflage. Le soufflage normal au tourbillon fait reculer la position de l'éclatement, mais pas plus en aval que la position où le jet traverse le cœur du tourbillon (voir Fig. 2.38).

Shi *et. al.* (1987) ont poursuivi leurs essais en examinant le contrôle par soufflage sur une aile delta à l'aide d'une série de jets situés sur l'extrados de l'aile et orientés dans une direction parallèle au bord d'attaque. Cette méthode est efficace pour les basses vitesses et les petits angles d'incidence. Toutefois, les effets sont moins nets qu'avec soufflage dans la direction de la vitesse du cœur de tourbillon. Ces auteurs ont aussi effectué des essais avec un soufflage pulsé à basses fréquences. Le procédé est bénéfique pour les angles d'incidences inférieurs à 25° . Malheureusement, les résultats décrits sont qualitatifs ce qui rend toute comparaison difficile.

Visser *et. al.* (1988) ont fait une étude d'optimisation d'une méthode de contrôle par soufflage continu sur l'extrados d'une aile delta de 70° de flèche. Le but de leurs essais était d'optimiser la position, l'angle et le débit du jet et de maximiser le coefficient de portance pour des incidences variées (voir Fig. 2.39). L'influence du jet sur les caractéristiques aérodynamiques de l'aile a été décrite par une combinaison de tomoscopie laser, de mesures de force et de vitesse par vélocimétrie laser. Les résultats de la vélocimétrie laser montrent que les forts débits de soufflage augmentent les vitesses axiales dans la région autour du cœur du tourbillon et diminuent les vitesses tangentielles : d'où une diminution du taux de rotation (angle de swirl). Ces auteurs ont trouvé que la position optimale du jet est près de l'apex, à proximité du bord d'attaque, le jet étant dirigé parallèlement au bord d'attaque. Cette position optimale se déplace vers le centre de l'aile quand on déplace le jet vers le bord de fuite.

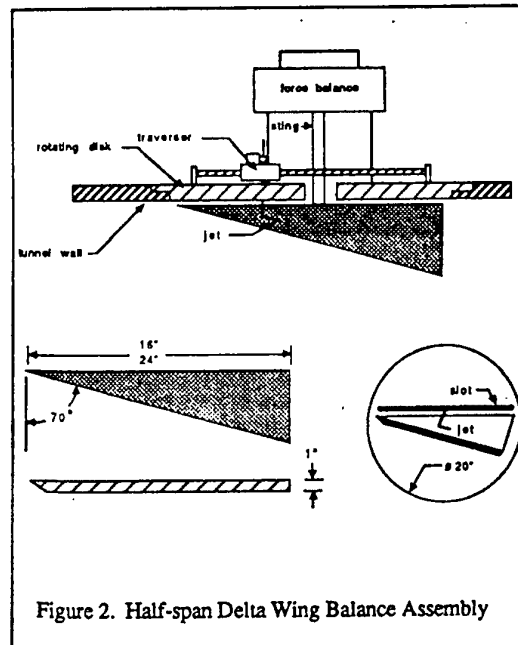


Fig. 2.39 : Demi-aile delta avec un jet de soufflage dirigé parallèlement au bord d'attaque (Visser *et al.* 1988).

Dès que la bonne position du jet a été établie, Visser *et al.* (1988) ont analysé l'influence du débit sur la position de l'éclatement. L'éclatement a été reculé de 0,04 corde vers le bord de fuite avec $C_{\mu} = 0,012$. La vitesse axiale dans le cœur du tourbillon n'a pas changé, mais la vitesse tangentielle a augmenté. Avec $C_{\mu} = 0,38$, la position de l'éclatement a été reculée de 0,40 corde et les composantes de vitesse axiale et tangentielle ont diminué. Ils ont observé un retard entre l'initiation du soufflage continu et son effet sur la position de l'éclatement, mais ce délai n'a pas été quantifié.

Wood et Roberts (1988) ont introduit une nouvelle méthode de contrôle par soufflage sur une aile de 60° de flèche à bord d'attaque arrondi. Ils ont installé une fente de soufflage le long du bord d'attaque qui génère un jet avec une vitesse normale à l'extrados de l'aile. Ils appellent cette méthode "soufflage tangentiel au bord d'attaque" car l'injection est tangente au bord d'attaque arrondi (voir Fig. 2.40). Les résultats montrent que le contrôle du décollement est efficace et

s'améliore avec l'accroissement du coefficient de soufflage jusqu'aux angles d'incidence de 60° . Pour les incidences moins fortes, l'éclatement peut être totalement rejeté en aval du bord de fuite de l'aile. Wood et Roberts (1988) ont confirmé leurs observations par des mesures de pression pariétale sur l'extrados et en on déduit les forces aérodynamiques pour les cas avec et sans soufflage.

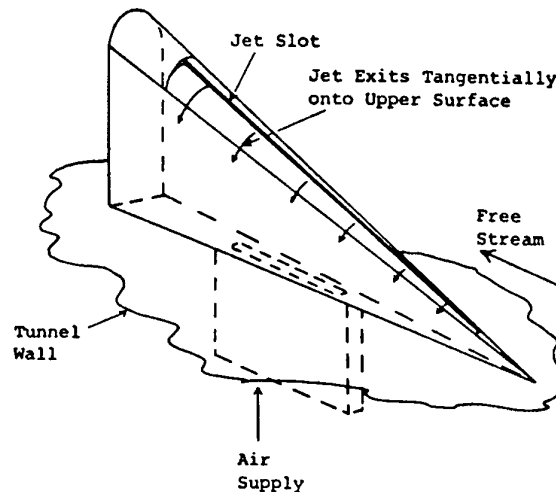


Fig. 2 Schematic of final model assembly (27.9 cm root chord, 60 deg leading-edge sweep).

Fig. 2.40 : Soufflage par une fente le long du bord d'attaque arrondi (Wood et Roberts 1988).

Wood, Lee et Roberts (1988) ont continué leurs études de contrôle par soufflage tangentiel au bord d'attaque en analysant les temps de réponse de l'écoulement aux différents coefficients de soufflage. Ils ont réalisé ces essais avec une demi-aile delta de 50° de flèche à bord d'attaque arrondi. Une fente de soufflage le long du bord d'attaque génère un jet normal à l'extrados de l'aile. La fente est plus mince que celle utilisée dans les essais précédents, donc les coefficients de soufflage sont également moindres. Le temps de réponse de l'écoulement et l'influence du contrôle sont une fonction de l'angle d'incidence, du coefficient de soufflage et de l'existence de l'éclatement sur l'aile. Dans un écoulement non-éclaté sur l'aile (faibles angles d'incidence), le temps de réponse est égal à une échelle de temps convective. Pour les cas avec éclatement sur l'aile, le temps de réponse est

plusieurs fois l'échelle de temps convective. Wood, Lee et Roberts (1988) constatent que le temps pour modifier l'écoulement éclaté est significativement plus important que pour l'écoulement non-éclaté.

Iwanski *et. al.* (1989) ont poursuivi le travail de Visser *et. al.*(1988) en observant l'effet d'un jet externe soufflant dans une direction parallèle au bord d'attaque d'une aile delta de 70° de flèche à 30° d'incidence. Ils ont mesuré une composante de la vitesse dans le tourbillon, pour $C_{\mu} = 0,0045$ et 0,04, en utilisant la vélocimétrie laser. Les résultats montrent que le soufflage déplace l'éclatement vers l'aval. Le soufflage stabilise également les oscillations de la position de l'éclatement et augmente la taille générale du tourbillon par suite de l'entraînement du jet dans la structure tourbillonnaire. Le soufflage change l'angle de swirl du tourbillon, mais aucune valeur de swirl indiquant que l'éclatement va survenir n'a été identifiée.

Reynolds et Abtahi (1989) ont effectué des essais au tunnel hydrodynamique en observant la création des tourbillons d'une aile delta et l'effet de l'introduction de perturbations contrôlées dans le cœur des tourbillons. Les résultats montrent que la réponse de l'éclatement à ces perturbations se fait selon deux échelles de temps : une réponse rapide liée au développement des tourbillons et une réponse lente correspondant à la propagation de l'éclatement. Un soufflage continu a été appliqué à l'endroit de l'éclatement nominal (sans soufflage) au moyen d'une sonde externe mobile. Le soufflage a fait reculer la position de l'éclatement en direction du bord de fuite de l'aile. Ensuite, la sonde a été déplacée peu à peu vers le bord de fuite, ce qui a eu pour conséquence de déplacer l'éclatement vers le bord de fuite en même temps que la sonde. L'influence du soufflage a arrêté le

déplacement vers l'amont de la position de l'éclatement et donc a supprimé l'éclatement au-dessus de l'aile (Reynolds et Abtahi 1989).

Roberts et Wood (1989) ont poursuivi leur étude du soufflage tangentiel au bord d'attaque avec une analyse de la réponse dynamique de l'éclatement au contrôle. Dans cette étude, ils ont utilisé des soufflages périodiques et continus pour des angles d'incidence variés. Les résultats de leurs essais ont montré qu'un soufflage tangentiel est capable de déplacer l'éclatement vers le bord de fuite de l'aile. Ils émettent l'hypothèse que l'efficacité du soufflage tangentiel est due à un effet coanda qui maintient le jet près de la surface à cause de la courbure du bord d'attaque. Roberts et Wood (1989) concluent que les méthodes de contrôle par soufflage ont la capacité de manipuler l'écoulement tourbillonnaire ; mais ils constatent que l'énergie dépensée et la quantité de mouvement utilisée sont trop fortes pour constituer une méthode de contrôle praticable.

Ils ont également effectué des études de l'influence sur l'éclatement du soufflage tangentiel symétrique et dissymétrique. Aux basses incidences, le soufflage sur un seul tourbillon déplace la position du point d'éclatement, mais n'a aucune influence sur l'autre tourbillon. Le soufflage symétrique n'est que la somme de deux soufflages indépendants. Pour les angles d'incidence élevés, le soufflage sur un tourbillon a une forte influence sur l'autre tourbillon. Un couplage a été observé entre les tourbillons principaux et leurs positions d'éclatement. Ils ont noté que, pour ces incidences élevées, le soufflage symétrique est plus efficace que le soufflage dissymétrique (Roberts et Wood 1989).

Yeh, Tavella, Roberts & Fujii (1988) ont étudié numériquement l'effet sur l'éclatement du soufflage parallèle à l'envergure en reprenant intégralement le contexte de l'expérience de Trebble (1966). Sur une aile delta de 70° de flèche, ils ont éjecté une nappe constituée de jets sur toute la longueur du bord d'attaque et dans le plan de l'extrados. L'injection de quantité de mouvement dans la nappe tourbillonnaire renforce l'intensité du tourbillon et augmente également l'envergure apparente. La résolution de la composante normale des gradients de vitesse dans la couche limite de l'aile, qui exige une forte densité de maillage perpendiculairement aux surfaces, nécessite l'utilisation d'une forme appropriée des équations de Navier-Stokes en couche mince. Un algorithme, couplé à une dissipation numérique destinée à lisser les forts gradients, a été employé par les auteurs. Une condition de glissement a été imposée sur toute la surface de l'aile, sauf pour la région du jet où les conditions prescrites sont la densité et la pression statique en sortie du jet, et sa distribution de vitesse, supposée comme étant elliptique.

Yeh *et. al.* ont aussi effectué une simulation numérique du soufflage tangentiel sur une aile delta épaisse à bord d'attaque courbe, qui correspond à l'expérimentation réalisée par Roberts et Wood (1989). Des jets étaient disposés sur une rampe à intervalles réguliers le long du bord d'attaque, leur direction étant orientée perpendiculairement au plan de l'aile, vers le haut. La méthode de résolution, identique au calcul précédent de soufflage suivant l'envergure, a été pratiquée sur un ensemble de maillages imbriqués, denses dans les zones de forts gradients. Cette fois, une aile delta de 60° de flèche à géométrie conique, suivie d'un arrière-corps effilé, avec une fente s'étendant de 17% à 79% de la corde a été étudiée pour deux incidences (30° et 40°) et un nombre de Reynolds calculé avec la corde de $1,3 \times 10^6$. Le soufflage tangentiel a diminué les niveaux de dépression sur l'intérieur de l'aile, tout en accroissant sensiblement ceux du voisinage immédiat du bord d'attaque.

Dans le régime décollé, le comportement des tracés de particules a indiqué la présence d'une zone de recirculation caractérisant un éclatement qui est décalé vers le bord de fuite grâce au contrôle actif.

Pagan, Molton et Solignac (1988) et Pagan (1990) ont effectué des essais sur le contrôle de l'écoulement par soufflage au centre d'un tourbillon généré par deux ailettes placées à des incidences contraires et fixées sur un corps central cylindrique (voir Fig. 2.14). Ces essais n'ont pas été effectués autour d'ailes delta ; néanmoins ils donnent des résultats nouveaux grâce à une méthode de soufflage qui peut être appliquée aux ailes delta. Six buses de forme différentes ont été disposées sur une ogive terminant le corps central. La figure 2.41 présente trois d'entre elles qui réalisent un soufflage axial suivant le cœur du tourbillon. Les diamètres des buses sont de 1,2 et 4mm respectivement.

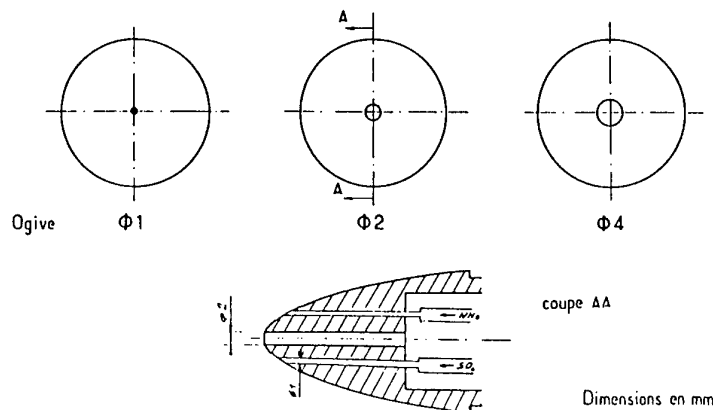


Fig. 2.41 : Schéma des corps centraux utilisés pour une injection axiale (Pagan 1990).

La figure 2.42 présente trois configurations de buse pour un soufflage normal à l'axe du tourbillon. Deux de ces configurations, une avec deux trous (voir Fig. 2.42b) l'autre avec quatre trous (voir Fig. 2.42c), injectent l'air comprimé en rotation dans le même sens de rotation que le tourbillon. La

troisième buse injecte l'air comprimé en sens contraire à la rotation du tourbillon (voir Fig. 2.42a). Les débits massiques injectés étaient déterminés au moyen de cols soniques. Pour ces essais, des visualisations pariétales, des mesures par sonde de pression 5 trous et par vélocimétrie laser ont été exécutées.

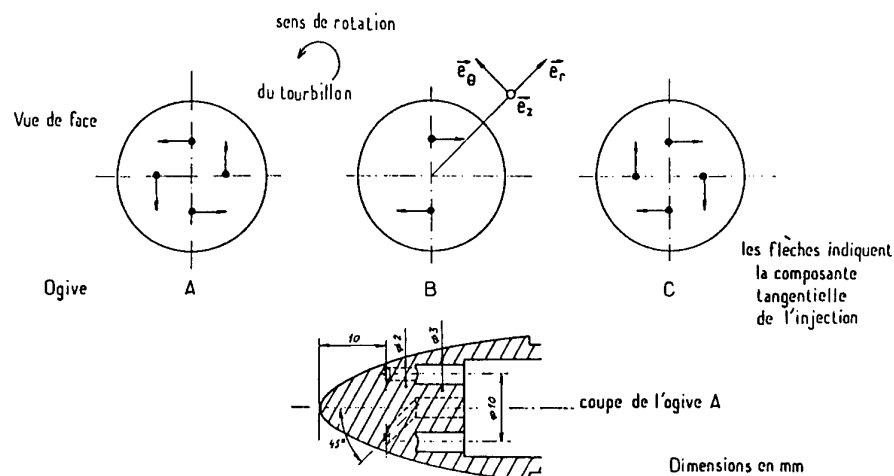


Fig. 2.42 : Schéma des buses utilisées pour une injection normale à l'axe du tourbillon (Pagan 1990).

Ces expériences ont montré que le soufflage axial augmente la vitesse axiale du tourbillon et que les effets sont plus importants quand la vitesse d'injection est plus grande, à débit massique identique. En revanche, le soufflage axial ne modifie pratiquement pas le profil de vitesse tangentielle. Donc, les buses d'injection ayant la plus petite surface induisent la plus grande vitesse axiale, d'où la plus forte réduction de l'angle de swirl. Alors, la position de l'éclatement est repoussée vers l'aval. D'autre part, la vitesse axiale diminue avec l'augmentation du soufflage normal pour les différentes configurations de buses. Pour les soufflages normaux dans le même sens de rotation que le tourbillon, et aux plus forts débits, il apparaît un déficit de vitesse sur l'axe du tourbillon. Les influences sont moins fortes avec un soufflage dans la direction opposée à la rotation du tourbillon.

Utilisant ce montage Pagan et Molton (1990) ont réalisé une étude expérimentale sur les conditions d'apparition de l'éclatement d'un tourbillon soumis à un gradient de pression. Sur le plan expérimental, le tourbillon était engendré par le système décrit ci-dessus composé de deux ailettes placées à des incidences opposées. Les mesures par vélocimétrie laser ont permis de caractériser l'organisation de l'écoulement et de déterminer les conditions d'apparition de l'éclatement. Le contrôle était réalisé par injection d'air dans l'axe du dard central sur lequel les ailettes étaient fixées. L'intensité du soufflage est caractérisée par le coefficient de soufflage $C_{\mu} = Q_m V_j / q_{\infty} S_{ref}$ où S_{ref} est le maître-couple du dard central. Pour les Q_m de 0,1 à 0,3 g/s, les C_{μ} vont de 0,01 à 0,52 selon la surface d'injection. Pagan et Molton ont observé que pour des valeurs de C_{μ} inférieures à 0,05, le soufflage ne modifie pas de manière sensible le profil de vitesse axiale. Pour les valeurs de C_{μ} les plus fortes ($> 0,4$), l'accroissement de la composante de vitesse axiale peut atteindre 12%. En revanche, le soufflage affecte peu les profils de vitesse tangentielle. La détermination des conditions d'apparition de l'éclatement a mis en évidence le rôle important joué par le taux de rotation (angle de swirl) lors de l'éclatement en présence d'une recompression. En particulier, il apparaît qu'un accroissement de la vitesse axiale stabilise le tourbillon et repousse l'éclatement vers l'aval (Pagan et Molton 1990).

Afchain et Deluc (1992) puis Laval-Jeantet (1993) ont effectué des essais en soufflant dans la direction de l'axe de l'un des deux tourbillons d'extrados d'une aile delta de 70° de flèche. Ils ont analysé l'influence de ce soufflage près de l'apex sur l'écoulement tourbillonnaire et la position de l'éclatement. L'aile delta a une corde de 950mm, une épaisseur de 20mm et les bords d'attaque sont biseautés de 15° côté intrados. Ces essais ont été réalisés à une incidence de 27° et à une vitesse amont de 15m/s. La buse de soufflage est située sur la partie gauche de l'aile à une distance de 0,14

corde de l'apex et à 30mm du bord d'attaque. Elle est orientée dans la direction du cœur du tourbillon et le jet d'air comprimé sort sous un angle de 15° par rapport à l'extrados de la maquette. Deux conditions de soufflage ont été examinées : $Q_m = 0,8$ g/s et $1,84$ g/s. Ces auteurs ont utilisé des visualisations par tomoscopie laser transversale, longitudinale et horizontale, ainsi que la vélocimétrie laser à trois composantes. Ces résultats montrent que cette technique de soufflage peut faire reculer la position de l'éclatement sur une distance de 0,1 corde. Laval-Jeantet (1993) a commencé une analyse numérique de l'éclatement sous l'influence du contrôle par soufflage.

Miller et Gile (1992) ont effectué des essais au tunnel hydrodynamique en utilisant deux méthodes de soufflage pour le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire et de la position du point d'éclatement. La première méthode consiste à souffler près de l'apex dans la direction du cœur du tourbillon, la seconde à souffler suivant la corde de l'aile. L'aile a été essayée pour des incidences fixes (en statique) et variables (en dynamique). Les deux méthodes de contrôle ont été testées avec des coefficients de soufflage compris entre 0 et 0,06. Le soufflage a toujours fait reculer la position de l'éclatement.

Johari et Moreira (1996) ont effectué des essais de contrôle de l'éclatement avec soufflage continu et pulsé parallèlement au bord d'attaque de l'aile delta. Le système de soufflage est constitué de deux buses, chacune étant située au-dessous de l'axe du tourbillon sur l'extrados de l'aile à une distance de 0,4 corde depuis l'apex. Chaque buse injecte l'air parallèlement au chanfrein du bord d'attaque. Johari et Moreira (1996) ont appelé leur méthode de contrôle "Recessed Angled Spanwise Blowing". Ils ont observé qu'un soufflage en amont de l'éclatement nominal fait avancer le phénomène, alors qu'un soufflage en aval de la position d'éclatement le fait reculer. Au cours de

leurs expériences, ils ont observé une oscillation de la position de l'éclatement le long de l'axe du tourbillon avec une amplitude de 0,025 corde. En augmentant le soufflage continu jusqu'à $C_{\mu} = 0,03$, la fréquence de ces oscillations a été réduite et la position de l'éclatement a été reculée de 0,11 corde vers le bord de fuite. En même temps, le diamètre du tourbillon s'est agrandi. Un soufflage pulsé à la fréquence naturelle de déversement des tourbillons au bord d'attaque, soit 5 Hz, est plus efficace que le soufflage continu. Pour les basses fréquences de soufflage, la réponse du tourbillon est en retard, par rapport à l'action de contrôle, d'un temps comparable à l'échelle de temps convective du soufflage (Johari et Moreira 1996).

Hong *et. al.* (1996) ont fait une étude expérimentale et numérique de l'influence du soufflage le long des bords d'attaque d'une aile de 60° de flèche. Les jets de soufflage sont émis à partir de fentes dont la largeur croît le long des bords d'attaque. Cette technique a déjà été évoquée par Alexander (1963) avec des fentes similaires et par Trebble (1966) qui a effectué une étude avec des fentes orientées dans l'autre direction (la largeur diminue le long des bords d'attaque). L'émission de Hong *et. al.* (1996) se fait sous un angle de $12,3^{\circ}$ côté intrados (voir Fig. 2.43). Ces fentes conservent les caractéristiques coniques de l'écoulement et l'angle d'injection choisi s'est révélé être l'angle optimal. Un soufflage tout le long de la fente et un soufflage limité à la dernière moitié de la fente ont été pratiqués en configurations symétrique et dissymétrique. Les résultats obtenus ont montré l'efficacité des deux moyens. Le jet partiel a toutefois une influence plus importante sur le moment de roulis et nécessite des débits de soufflage plus petits car la surface de jet est réduite. L'influence du soufflage sur les forces et moments et la position de l'éclatement sont des fonctions du coefficient de soufflage et de l'angle d'incidence de l'aile (Hong *et. al.* 1996). Ces auteurs ont

observé que le soufflage sur un seul tourbillon crée des moments de roulis, mais n'a aucune influence sur la position de l'éclatement du tourbillon non contrôlé.

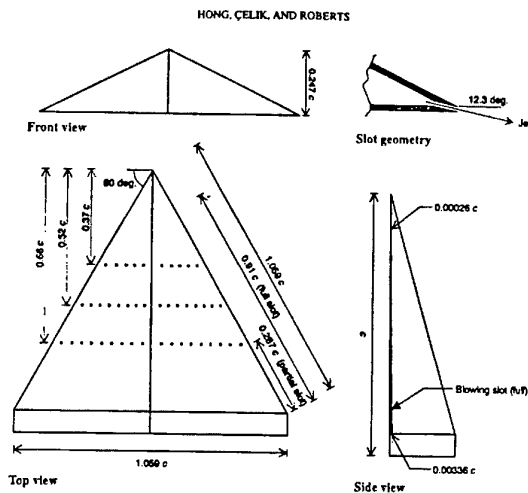


Fig. 1 Schematic of the model with dimensional characteristics.

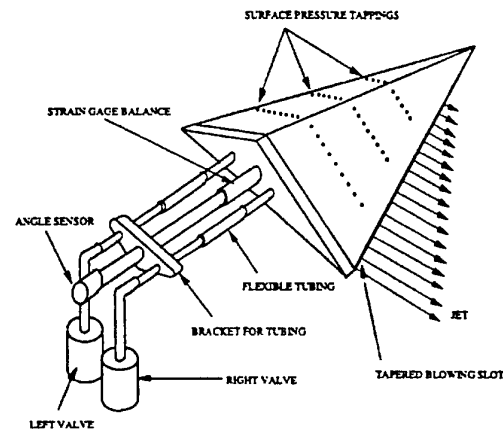


Fig. 2 Schematic of the mounting configuration of the model.

Fig. 2.43 : Soufflage par des fentes le long des bords d'attaque (Hong *et. al.* 1996).

Kuo *et. al.* (1997) ont étudié les tourbillons autour d'une demi-aile delta de 75° de flèche à 40° d'incidence dans un tunnel hydrodynamique. L'aile est biseauté de 25° sur l'extrados. Une ellipse représente le fuselage auquel est rattachée l'aile. L'objectif de cette étude est de mieux comprendre l'évolution des caractéristiques spatiales et temporelles du cœur du tourbillon sous l'influence du soufflage. Une buse de 0,5mm a été implantée dans le fuselage à la jonction avec l'aile pour effectuer un soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon (voir Fig. 2.44) Le soufflage est généré sous la forme d'un échelon d'une durée de $0,6c/U_\infty$ avec un coefficient du soufflage $C_\mu = (V_{jet}/U_\infty)^2 / (S_j/S_{aile})$ égal à 0,088. L'influence du soufflage sur l'éclatement et le temps de réponse sont analysés après l'arrêt du soufflage par des mesures de vélocimétrie laser et des mesures de pression pariétale. Kuo *et. al.* (1997) ont acquis les données de vélocimétrie laser dans des plans perpendiculaires à l'extrados de l'aile entre $X/c = 0,3$ et $0,7$.

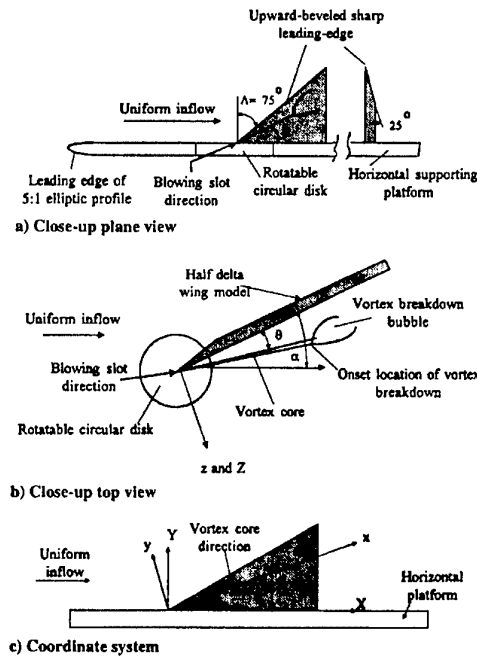


Fig. 1 Arrangements and installation of the half delta-wing model on the fully spanned horizontal platform.

Fig. 2.44 : Soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon (Kuo *et. al.* 1997).

Sans soufflage, Kuo *et. al.* (1997) ont observé qu'il existe une oscillation de la position d'éclatement de l'ordre de 5% de la corde. Le soufflage fait reculer la position d'éclatement immédiatement, mais l'éclatement remonte vers l'apex dès l'arrêt du soufflage. Le retour à la position nominale a pris entre 6,8 et 8,8 fois l'échelle convective de temps (c/U_∞). Ces auteurs ont aussi remarqué que les profils de vitesses semblent mettre en évidence un tourbillon de type Burgers avec un gradient de vitesse transverse plus fort au centre du tourbillon. Du fait de l'addition de quantité de mouvement dans le cœur du tourbillon lors du soufflage, l'amplitude de la composante de la vitesse axiale est accrue. Cette composante décroît rapidement quand le soufflage s'arrête. Kuo *et. al.* (1997) ont constaté que le cœur du tourbillon sert comme moyen de transmission de la quantité de mouvement qui permet à l'écoulement de surpasser le fort gradient de pression au bord de fuite et de faire reculer l'éclatement. Ils ont noté que le centre du cœur de tourbillon était plus sensible aux perturbations que la partie extérieure.

Kuo et Lu (1998) ont continué leurs études de contrôle de l'éclatement tourbillonnaire en utilisant les mêmes conditions d'essai et de soufflage que celles présentées dans leur article de 1997. Cette fois, ils ont examiné de manière plus approfondie les changements du champ de vitesse de la structure tourbillonnaire causés par l'application d'un soufflage en échelon. Les composantes de vitesse ne changent que peu avec le soufflage, mais les amplitudes sont légèrement plus élevées que celles sans contrôle. Ils ont constaté que les amplitudes des composantes de vitesse axiale et tangentielle doivent satisfaire le paramètre de stabilité ($q = W_{\max}/(U_{\max}-U_{\infty})$) donné par Faler et Leibovich (1977) et l'angle maximal de swirl ($\Phi = \text{Arctan}(W/U)$) pour garder le tourbillon non-éclaté.

Faler (1976) a constaté que "q" doit être plus grand que 1,5 pour assurer la stabilité de l'écoulement et pour éviter tous les modes non-axisymétriques. Kuo et Lu (1998) ont noté que q est un rapport entre la vorticité selon l'axe du tourbillon et la vorticité tangentielle. Dans leurs résultats, ils ont observé que le paramètre de stabilité tombe en dessous de 1,5 au moment de l'éclatement. En revanche, l'angle de swirl doit rester au dessous d'un certain niveau en amont de l'éclatement. Les valeurs maximales de l'angle de swirl mesurées par Kuo et Lu (1998) sont proches de celles observées par Faler et Leibovich (1977) - entre 43,8° et 46°. Malheureusement, la gamme de valeurs maximales pour l'angle de swirl est relativement large et définie différemment par chacun des auteurs. Pour satisfaire les deux paramètres, la composante de vitesse axiale doit être proportionnelle à la composante de vitesse tangentielle. Une augmentation des deux amplitudes change le gradient de pression selon l'axe du tourbillon et fait reculer la position de l'éclatement (Kuo et Lu 1998).

Guillot, Gutmark et Garrison (1998) ont effectué des essais autour d'une demi-aile delta de 60° de flèche à 15° d'incidence dans une soufflerie basse vitesse ($U_\infty = 12.5\text{m/s}$). La maquette à bord d'attaque aigu est fixée à un fuselage de type ogive-cylindre selon la corde. Les auteurs ont observé, par tomographie laser, une oscillation de la position d'éclatement de l'ordre de 5% de la corde. Ils ont installé cinq buses de soufflage, de diamètre 1,6mm, sur l'extrados de l'aile suivant le trajet du cœur de tourbillon (voir Fig. 2.45). Le but de ces essais est d'optimiser la position du jet sur l'aile, l'angle de soufflage par rapport à l'axe du tourbillon et le coefficient de soufflage pour les conditions d'essai données. Le jet d'air comprimé est toujours injecté à un angle de 45° par rapport à l'extrados. Les résultats de la tomographie laser montrent que la buse la plus proche de l'apex (à 30% de corde) a été la plus efficace, ce qui confirme les résultats de Visser *et. al.* (1988).

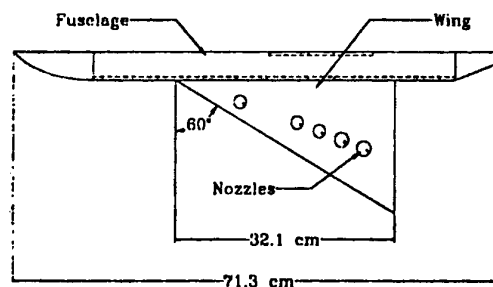


Fig. 2.45 : Cinq buses de soufflage sur l'extrados suivant le cœur du tourbillon (Guillot, Gutmark et Garrison 1998).

Guillot, Gutmark et Garrison (1998) ont trouvé que le soufflage selon un angle compris entre celui de la vitesse amont et celui de l'axe du tourbillon est le plus efficace. Dans le cas de leur étude, la direction de la vitesse amont est définie à 180° par rapport à la corde (axe dirigé vers l'apex) et l'axe du tourbillon est à 158° . Ils ont observé que la direction optimale de soufflage est de 170° , ce qui correspond à un soufflage à l'intérieur du tourbillon. Ils ont constaté que "la composante de la

vitesse tangentielle du tourbillon près de l'extrados dévie le jet d'air comprimé vers le bord d'attaque. Donc, un jet injecté à l'intérieur du tourbillon est transporté par la composante transversale vers le cœur du tourbillon où il a l'effet le plus efficace" (Guillot, Gutmark et Garrison 1998). Finalement, ils ont choisi un coefficient de soufflage de 0,007 qui a déplacé la position d'éclatement de 0,35 corde, le jet ayant fait croître la composante de la vitesse axiale.

Mitchell *et. al.* (1998) ont effectué des essais de contrôle avec un soufflage continu dans la direction de l'axe du tourbillon à partir d'une buse placée près de l'apex d'une aile delta de 70° de flèche. Cette publication décrit des oscillations de la position de l'éclatement et décrit précisément le cas nominal avec lequel toutes les configurations de soufflage vont être comparées. D'autres publications par Mitchell *et. al.* (1999, 2000), Molton, Barberis et Mitchell (1999) et Loiret et Afchain (1998) décrivent les travaux effectués par les auteurs pour analyser l'écoulement tourbillonnaire et l'influence du soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon pour des configurations différentes. Ces dernières expériences seront plus largement détaillées dans les chapitres suivants car elles font partie des études effectuées dans le cadre de cette thèse.

2.4.4.4. *Aspiration et soufflage combinés*

Gad-El-Hak et Blackwelder (1987) ont exécuté des essais en regardant l'influence d'une aspiration et d'un soufflage pulsés selon le bord d'attaque d'une aile delta de 60° de flèche. L'aspiration et le soufflage ont été effectués à des fréquences constantes pour des vitesses d'injection comprises entre zéro et deux fois la vitesse amont. L'écoulement était largement modifié quand la fréquence d'injection était un sous-harmonique de la fréquence de déversement des structures discrètes qui s'enroulent en tourbillon (Gad-El-Hak et Blackwelder 1987). Les perturbations créées par le

soufflage ou l'aspiration sont utilisées pour manipuler ces structures discrètes, mais les auteurs n'ont pas appliqué ces résultats au contrôle de l'éclatement tourbillonnaire.

Magness *et. al.* (1989) ont effectué des essais au tunnel hydrodynamique avec une aile delta de 70° de flèche en mouvement de tangage. Ils ont regardé le déphasage entre la position de l'éclatement et l'angle d'incidence de l'aile, en l'absence de contrôle (voir Fig. 2.46). Ensuite, ils ont analysé la réponse de l'éclatement à des effets de soufflage et d'aspiration sur une aile stationnaire (incidence fixée). Le soufflage et l'aspiration ont été mis en route avec un signal de type rampe lié à des repères de temps associés au phénomène. Le délai entre le début du contrôle et la réponse de l'éclatement a été évalué à $c/U_\infty \approx 2s$ (Magness *et. al.* 1989). Ces auteurs ont constaté que le temps ci-dessus est plus long si le coefficient de quantité de mouvement de soufflage ou d'aspiration est réduit.

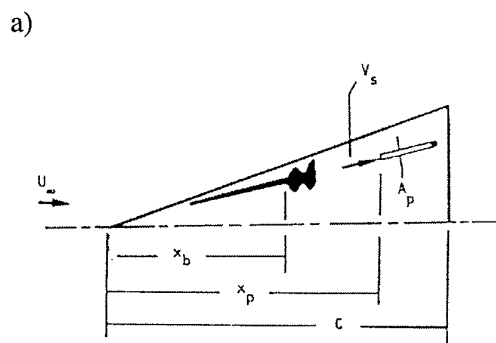


Figure 14: Schematic illustrating concept of suction applied to vortex in region downstream of onset of vortex breakdown.

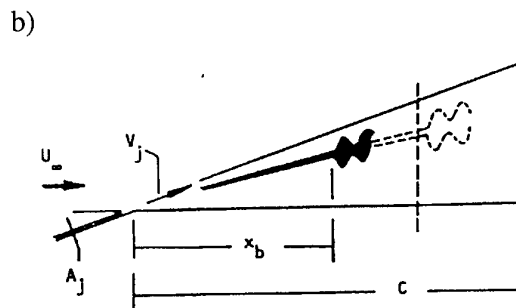


Figure 16: Schematic illustrating downstream movement of vortex breakdown due to blowing along leading-edge of wing applied at its apex.

Fig. 2.46 : (a) Aspiration en aval de la position d'éclatement. (b) Soufflage par jet près de l'apex (Magness *et. al.* 1989).

Gu *et. al.* (1993) ont exécuté des expériences dans un tunnel hydrodynamique autour d'une demi-aile delta de 75° de flèche avec un bord d'attaque arrondi. Le système de soufflage et d'aspiration,

installé le long du bord d'attaque, était constitué d'une fente permettant une manipulation pneumatique tangentielle, comme Wood et Roberts (1988). Ils ont étudié les effets d'un soufflage constant, d'une aspiration constante et d'une combinaison alternative de soufflage et d'aspiration. Ils ont aussi fait varier les fréquences de la combinaison alternative soufflage-aspiration. Toutes les méthodes ont réussi à déplacer la position de l'éclatement vers le bord de fuite de l'aile.

La méthode la plus efficace était la combinaison alternative de soufflage et d'aspiration à $C_{\mu} = 0,036$ et pour une période de l'échelle de temps convective $c/U_{\infty} = 1$ seconde. Le contrôle a été mis en route et la réponse temporelle de l'éclatement observée. Puis le contrôle a été coupé et le retour de l'éclatement à la position nominale observé. La plus grande partie du déplacement du phénomène s'est passée sur une durée sensiblement égale à deux échelles de temps convectif après l'application du contrôle (Gu *et. al.* 1993). Ils ont noté que l'éclatement a demandé trois échelles de temps convectif pour revenir à sa position nominale après coupure du contrôle. Gu *et. al.* ont analysé les images instantanées du champ de vitesse et des distributions de vorticité et ont observé que le soufflage et l'aspiration modifient les propriétés de ces champs.

Guy *et. al.* (1999) ont étudié une demi-aile d'angle de flèche 70° avec soufflage et aspiration pulsés le long du bord d'attaque par une fente de 3mm de large. Guy a observé que les méthodes pneumatiques de contrôle ont introduit des instabilités qui transportent l'énergie de l'écoulement vers la surface de l'aile et diminuent l'étendue du décollement. En faisant ces essais, Guy *et. al.* ont analysé les effets de la variation des fréquences et des coefficients de soufflage et d'aspiration sur la position de l'éclatement. Ils ont trouvé que la fréquence optimale correspond à une échelle de temps convectif pour $C_{\mu} = 0,0045$. Ces deux valeurs sont similaires aux résultats de Gu *et. al.* (1993). La

position de l'éclatement a été reculée de 0,18 corde pour ces conditions de contrôle. Les résultats montrent que le soufflage et l'aspiration périodiques n'ont pas d'effet sur l'écoulement en amont de l'éclatement. Après l'apparition de l'éclatement, une méthode de contrôle périodique a un effet favorable (Guy, Morrow et McLaughlin 1999).

Guy *et. al.* (2000) ont poursuivi leurs études en utilisant une demi-aile de 70° de flèche avec contrôle par soufflage et aspiration pulsés le long du bord d'attaque. Au cours de ces essais, ils ont analysé l'effet du contrôle périodique sur les pressions pariétales à l'extrados de l'aile. Des mesures de pression sur la surface ont été intégrées pour calculer le coefficient de force normale de l'aile. L'influence du contrôle a été examinée pour plusieurs valeurs de la fréquence de soufflage et du coefficient de soufflage. Un contrôle optimal a été obtenu pour une fréquence $St = fc/U_\infty = 1,38$ et un coefficient de soufflage égal à 0,004. Comparé au cas nominal sans soufflage, ils ont observé un accroissement du coefficient de force normale pour des incidences de 38° à 40°. L'angle de décrochage a été retardé de 10° (Guy, Morrow, McLaughlin et Wygnanski 2000).

Guy *et. al.* (2000) ont aussi étudié la composante de vitesse axiale mesurée par vélocimétrie laser sur une aile delta de 70° de flèche dans un tunnel hydrodynamique avec soufflage et aspiration pulsés le long du bord d'attaque. Ils ont noté que la position de l'éclatement s'est décalée vers l'aval de 0,25 corde à 30° d'incidence et de 0,50 corde à 45° d'incidence. La vitesse axiale dans le cœur du tourbillon est plus élevée dans le cas avec contrôle que dans le cas nominal (Guy, Morrow, McLaughlin, Wygnanski 2000).

2.4.5. Contrôle en boucle fermée

La plupart des recherches citées ci-dessus concernent les méthodes de contrôle passif ou actif de l'écoulement, sans "feedback". Le contrôle passif englobe les techniques où il y a un, ou plusieurs, dispositif(s) fixé(s) sur l'aile ou sur la maquette qui ne demandent aucune énergie pour leur fonctionnement pendant tout le régime de vol. Quelques exemples de contrôle passif sont les canards, les extensions du bord d'attaque, les virures, les volets, les barrières et les cavités.

Certaines de ces méthodes mécaniques de contrôle peuvent être manipulées ou déplacées d'une manière périodique donnant naissance aux méthodes de contrôle actif où il y a une application de forces ou une émission d'énergie qui ont pour résultat un changement de l'écoulement ou des forces autour d'un avion. D'autres techniques de contrôle actif incluent les dispositifs pneumatiques divers comme le soufflage ou l'aspiration de manière constante ou périodique. Toutes ces méthodes fonctionnent avec un système de contrôle ouvert, sans feedback, et l'application de forces ou l'émission d'énergie qui leur est associées ne changent pas en fonction de l'écoulement ou du régime de vol.

Le contrôle en boucle fermée (feedback) est constitué d'un système générant un écoulement ou des forces, d'un instrument qui, à la suite de l'observation, génère un signal (feedback) qui est transmis à un "contrôleur" lequel produit, à son tour, un effet sur l'écoulement ou les forces par un dispositif mécanique, pneumatique ou autre (système asservi).

Les paramètres les plus importants pour la fermeture de la boucle de contrôle sont l'identification et l'observation des phénomènes qui génèrent le signal transmis au "contrôleur". Ces mesures sont

pour la plupart ignorées à cause de la focalisation des recherches sur les méthodes de contrôle passif ou actif sans "feedback". Greenwell et Wood (1992) ont analysé un écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta avec un éclatement sur l'extrados par mesure de pressions pariétales stationnaires. Ils ont été capables d'identifier la position de l'éclatement sur l'aile en utilisant les écarts types des mesures de pression suivis de développements mathématiques. Les résultats montrent le déplacement de la position d'éclatement de l'aval vers l'amont avec l'accroissement de l'angle d'incidence.

Plus récemment, Mitchell *et al.* (1999) et Molton *et al.* (1999) ont confirmé la capacité d'identifier le déplacement de la position d'éclatement sur l'extrados d'une aile delta en fonction de l'incidence avec des capteurs de pression stationnaire. Malgré ces résultats, l'identification de la position d'éclatement reste imprécise et, en temps réel, les mesures ne peuvent pas être utilisées comme signal de feedback de la position d'éclatement.

Gursul (1995) a effectué des essais avec un capteur piézoélectrique très sensible placé sur l'extrados d'une aile delta, près du bord de fuite. Il a observé des fluctuations de pression dont l'écart type a changé en fonction de la position d'éclatement. Ayant constaté qu'il y a un rapport direct entre la pression mesurée sur l'extrados et la position de l'éclatement, Gursul a construit un système de contrôle automatisé utilisant les variations de l'écart type comme signal de feedback pour contrôler la position de l'éclatement. Utilisant ce signal comme indice, le contrôleur a provoqué un changement de l'angle de flèche de l'aile de façon à garder constante la position de l'éclatement pendant une variation d'incidence (Gursul 1995).

Jupp *et. al.* (1998 et 1999) ont fait des essais sur une aile delta en mesurant la pression instationnaire avec 200 capteurs de pression de type Kulite placés sur l'extrados. L'objectif de leurs essais a été d'identifier la position instantanée de l'éclatement. Ils ont observé que l'écart type de l'amplitude des mesures de pression instationnaire est indicatif de la position de l'éclatement. Ils constatent que ces mesures indiquent précisément la position de l'éclatement et que ces résultats peuvent être utilisés pour fermer la boucle dans un système de contrôle automatisé. Toutefois, Jupp *et. al.* (1998 et 1999) ont utilisé un grand nombre de capteurs qui coûtent chers et sont difficiles à installer sur un avion. En outre, le système de traitement de signaux est complexe, ce qui conduit à une vitesse de réaction insuffisante pour le contrôle actif.

3. MOYENS ET MÉTHODES D'ESSAIS

Ce chapitre présente les souffleries, maquettes, et moyens d'investigation utilisés, ainsi que les incertitudes de mesure concernant chacune des méthodes employées. Les essais réalisés au cours de cette thèse ont été exécutés dans deux souffleries et un tunnel hydrodynamique de l'Onera. La première installation est la soufflerie S2Ch, située à Chalais-Meudon ; la seconde installation est la soufflerie F2, implantée sur le centre du Fauga-Mauzac. Les dimensions importantes des veines d'essais de ces deux souffleries rendent possible l'utilisation de dispositifs expérimentaux de bonne taille et permettent d'effectuer des sondages très détaillés des phénomènes aérodynamiques.

Le tunnel hydrodynamique permet d'étudier les phénomènes au moyen de méthodes de visualisations de l'écoulement par traceurs colorés ou bulles de gaz. Utilisant des maquettes de conception simple, cette technique permet d'effectuer une étude préalable des phénomènes pour un très faible coût. Le tunnel hydrodynamique et les moyens d'essais correspondant seront décrits dans le chapitre 4, lors de la présentation des résultats concernant ces expériences.

3.1. Les souffleries

3.1.1. La soufflerie S2Ch

La soufflerie subsonique S2Ch est implantée sur le centre de Chalais-Meudon de l'ONERA. Cette installation, du type Eiffel, initialement installée à Issy-les-Moulineaux dès 1922 a été transférée dans un hangar du parc de Chalais-Meudon en 1964. Elle dispose d'une veine quasi-circulaire de 3m de diamètre, la partie basse étant composée d'un plancher horizontal de 1,65m de large. Un schéma d'ensemble de la soufflerie (voir Fig. 3.1) permet de distinguer le circuit aérodynamique qui

comporte : la chambre de tranquillisation de 10m de diamètre, le convergent, la veine d'essai de longueur 5m, le diffuseur et le ventilateur. En amont de la veine, se trouve une chambre de tranquillisation équipée d'un nid d'abeille sous expansé servant à réduire la turbulence. Le convergent possède un rapport de contraction de 11, ce qui offre un écoulement de bonne qualité. Le ventilateur est du type axial à 6 pales fixes et à vitesse variable par moteur à courant continu d'une puissance électrique 1500kW. La vitesse maximale de l'écoulement est voisine de 120m/s dans les conditions génératrices atmosphériques en fonctionnement continu. La vitesse est stabilisée à $\pm 0,2\%$ jusqu'à la vitesse maximale avec un taux de turbulence de 0,2%.

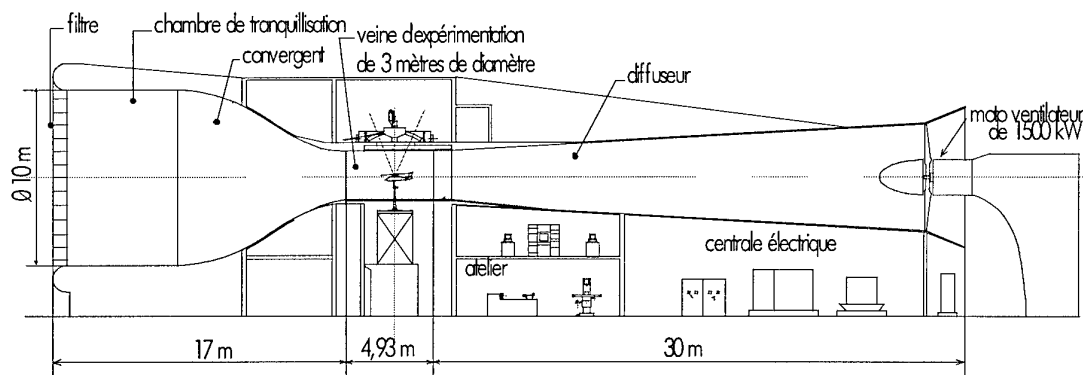


Fig. 3.1 : Schéma de la soufflerie S2Ch.

Les dimensions de S2Ch permettent la mise en place de maquettes de grande taille, ce qui offre la possibilité de bien observer les phénomènes, étape essentielle à la compréhension de la physique des écoulements. La soufflerie S2Ch est équipée des moyens de mesure et de visualisation divers: mesure des efforts par balances et extensomètres électriques; mesure de la pression par capteurs électriques et distributeurs de pression (Scanivalve™), photographie et cinématographie de visualisations par fils de laine, produit sublimant pour détecter la transition, enduits visqueux pour définir les lignes de frottement à la surface de la maquette et tomoscopie laser. La soufflerie est

équipée d'un système de distribution d'air comprimé dont les performances maximales sont de 2kg/s sous 40 bars à une température de 300 K.

3.1.1.1. Montage dans la veine de S2Ch

Le montage utilisé pour les essais dans la soufflerie S2Ch est représenté sur les figures 3.2 et 3.3. La maquette est tenue à dérapage nul au moyen d'un support cylindrique fixé sur un dard coudé venant du haut de la veine, l'extrados de l'aile étant vers le bas. L'ensemble est fixé sur un dispositif normalement utilisé pour des essais de rotor d'hélicoptère (Banc d'Essai de Rotor d'Hélicoptère ou BERH), ce qui explique la position inhabituelle de l'aile. Le réglage en incidence de l'aile est réalisé par un système hydraulique qui modifie la position du dard. La position de fixation du dard est déterminée de telle manière que la maquette soit au centre de la veine pour les valeurs de l'incidence comprises entre 27° et 30° . Pour les autres incidences, la maquette se situe plus près du plafond ou plus près du plancher de la veine.

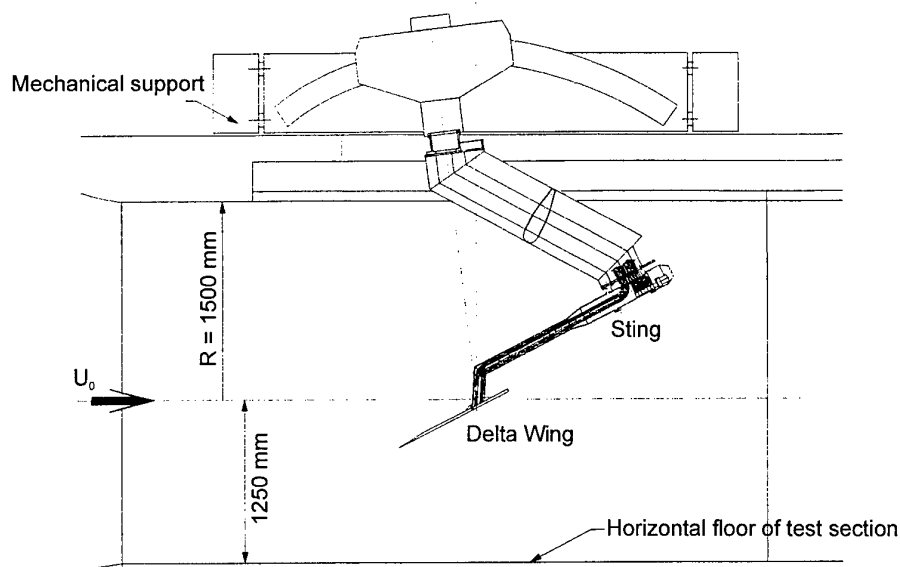


Fig. 3.2 : Schéma du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie S2Ch.

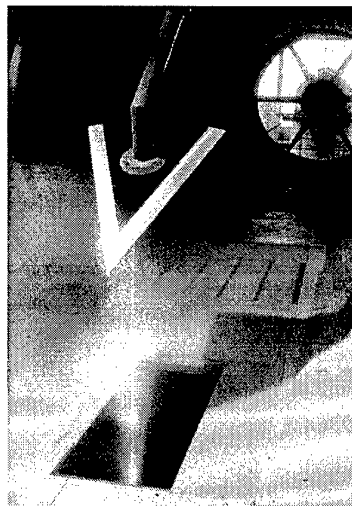
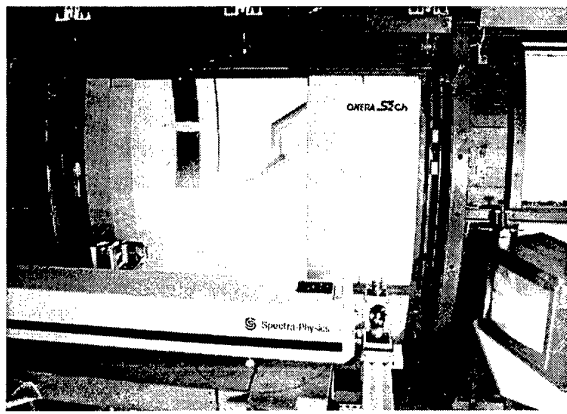


Fig. 3.3 : Photographies du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie S2Ch.

3.1.2. La soufflerie F2

La soufflerie subsonique de recherche F2 se situe sur le Centre du Fauga-Mauzac de l'Onera qui se trouve à une vingtaine de kilomètres au sud de Toulouse. La construction de cette soufflerie a débuté en 1982. La première rotation, qui a eu lieu le 12 juillet 1983, a été suivie des premiers essais d'accordage du 27 au 29 juillet 1983 qui ont confirmé que les performances prévues étaient atteintes. La soufflerie F2 est constituée d'un circuit à retour, non pressurisé, fonctionnant dans les conditions de température et de pression atmosphériques. Un schéma d'ensemble de la soufflerie (voir Fig. 3.4) permet de distinguer le circuit aérodynamique qui comporte : la chambre de tranquillisation de section $5,5\text{m} \times 5,5\text{m}$, le convergent, la veine d'essai de section $1,4\text{m} \times 1,8\text{m}$ et de longueur 5m , le premier diffuseur dont la section passe de $1,4\text{m} \times 1,9\text{m}$ à $2,2\text{m} \times 2,6\text{m}$, le coude 1 de section $2,2\text{m} \times 2,6\text{m}$, le coude 2 de section $2,6\text{m} \times 2,6\text{m}$, le ventilateur de diamètre $3,15\text{m}$, le coude 3, le réfrigérant placé dans une section de $4\text{m} \times 4\text{m}$ et le coude 4.

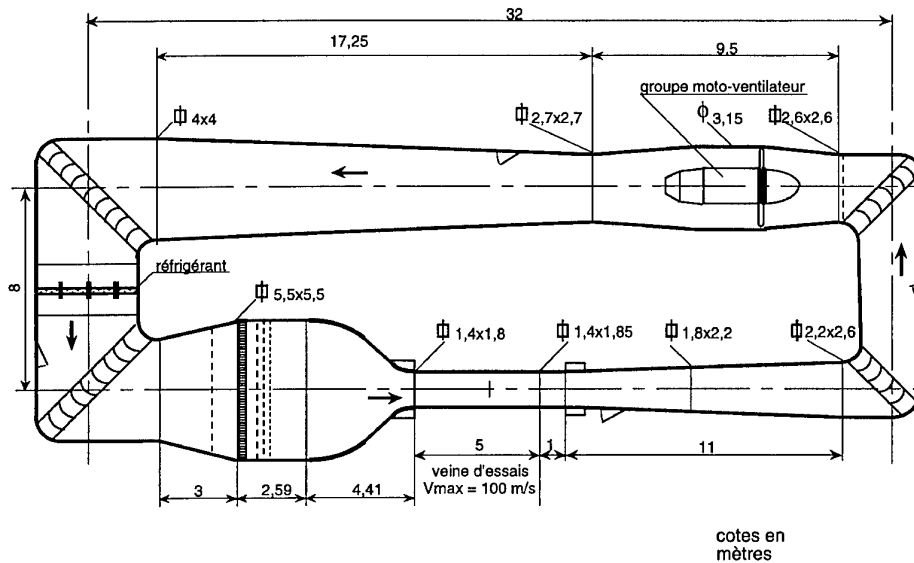


Fig. 3.4 : Schéma de la soufflerie F2.

En amont de la veine d'essais, la chambre de tranquillisation est équipée d'un nid d'abeille sous expansé, précédé d'un grillage métallique et suivi de trois grillages de mailles différentes. Les parois de la chambre de tranquillisation sont en contreplaqué recouvert d'un matériau acoustique absorbant. Le premier grillage évite la dégradation de l'écoulement dans l'expansion rapide. Le nid d'abeille sert à réduire la turbulence transversale en combinaison avec les grillages situés en aval. Le convergent possède un rapport de contraction de 12 qui offre un écoulement de très bonne qualité.

La veine d'essais de la soufflerie F2, de 5 m de longueur, a une section rectangulaire de 1,4m de large sur une hauteur de 1,8m. Ces dimensions permettent la mise en place de maquettes de taille appréciable. La soufflerie F2 dispose de zones d'observation étendues grâce à des parois transparentes et à une disposition adaptée de la salle de commande. Ses parois en verre et en bois sont interchangeables, ce qui permet l'observation des parties différentes de la veine d'essai. Cette souplesse d'emploi permet une excellente vision de la maquette en essai et est conçue pour la mise

en œuvre de la vélocimétrie laser sur un grand volume d'exploration. La vitesse maximale en veine est de 100m/s avec une précision de la vitesse amont relative ($\Delta U_\infty/U_\infty$) égal à 1% ; l'intensité moyenne de la turbulence est égale à 0,1% (Afchain *et. al.* 1983).

Le premier diffuseur est relié à la veine par des manchettes en néoprène et sert de support à la passerelle surplombant le circuit. Dans sa première partie, faisant passer la section de 1,4mx1,9m à 1,8mx,2m, est ménagée la porte d'accès à la veine. Les coudes sont équipés d'aubes directrices à profils identiques permettant de faire tourner l'écoulement dans le circuit.

Le ventilateur est du type axial à pales fixes et à vitesse variable par moteur à courant continu d'une puissance électrique de 683kW. Il est équipé de 12 pales en alliage léger coulé. Le diamètre extérieur de l'ensemble est de 3,15m. Il produit un débit volumique nominal de 252m³/s et une élévation de pression maximale nominale de 2250Pa. La zone ventilateur, de longueur 9,5m, possède une fondation particulière, indépendante de celle du circuit et du bâtiment, pour éviter la transmission à la veine d'essais des vibrations engendrées par le ventilateur et son moteur. Un système de réfrigération à eau en circuit fermé est installé en aval du ventilateur, entre les coudes 3 et 4, pour extraire la chaleur provenant du moteur. Le réfrigérant maintient une température de l'air aval inférieure à 40°C pour une température ambiante de 30°C et 750kW sont dissipés. Les caractéristiques complémentaires concernant la soufflerie F2 sont décrites dans un rapport de Afchain *et. al.* (1983) sur la mise en route de la soufflerie.

3.1.2.1. Montage dans la veine de F2

Le montage utilisé pendant les essais dans la soufflerie F2 est représenté sur les figures 3.5 et 3.6. La maquette est maintenue en veine sur un montage de type dard fixé à l'intrados de l'aile. Le reste du montage se compose d'un mât support coudé, de la ligne de dard horizontale et du mât vertical traversant le circuit en début de diffuseur. Une articulation entre le mât support coudé et la ligne de dard permet la mise en incidence de la maquette dans une plage de 50° . Le calage est motorisé par un vérin électrique et le repérage assuré par un potentiomètre rotatif situé dans l'articulation. La mesure de l'angle d'incidence est effectuée au moyen du potentiomètre et d'un étalonnage préalable référencé à l'indication d'un inclinomètre posé sur l'extrados de l'aile. La précision de mesure de l'angle d'incidence est de $\pm 0,05^\circ$ et de l'angle de dérapage de $\pm 0,1^\circ$ (Afchain *et. al.* 1983).

La position de la ligne de dard est réglable en hauteur le long du mât vertical, ce qui permet de placer la maquette au centre de la veine, quelle que soit la valeur de l'incidence. On minimise ainsi les effets perturbateurs susceptibles de se faire sentir quand une partie de la maquette (ou bien ses tourbillons) se situe(nt) trop près d'une des parois de la soufflerie. Pendant ces essais, la ligne de dard a été maintenue à 600mm sous l'axe de la veine. L'axe longitudinal de l'ensemble maquette, mât support coudé et ligne de dard est situé dans le plan de symétrie de la veine. L'axe du mât vertical est décalé de 110mm vers la gauche (sens pilote). Ce montage a été rendu symétrique par adjonction d'un mât vertical image en bois, disposé de l'autre côté de la ligne de dard.

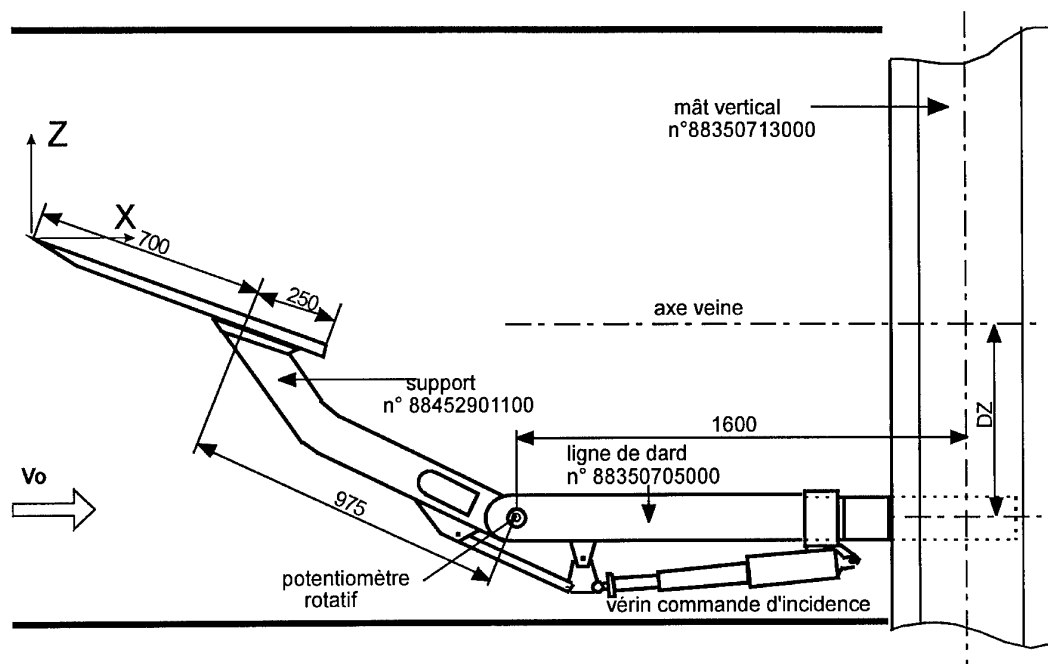


Fig. 3.5 : Schéma du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie F2 (dimensions en mm).

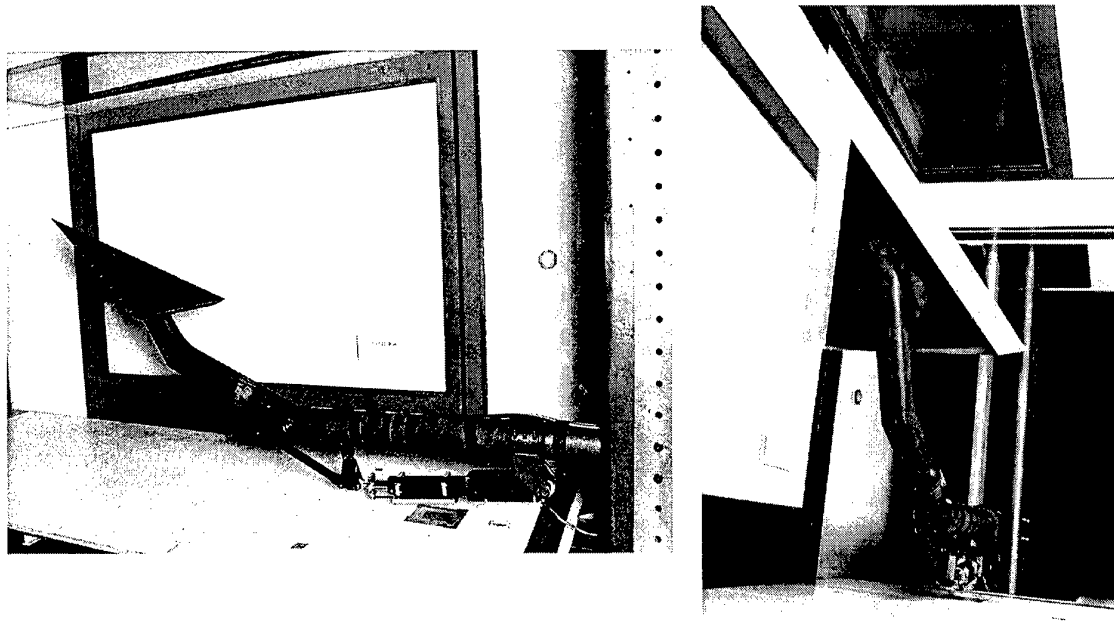


Fig. 3.6 : Photographies du montage de l'aile delta dans la veine de la soufflerie F2.

3.2. Les maquettes

Les essais en soufflerie ont été exécutés sur deux maquettes d'ailes delta, dont les caractéristiques géométriques sont identiques. Elles sont chacune constituées d'une plaque plane en dural de 20mm d'épaisseur avec bords d'attaque biseautés à 15° côté intrados. L'angle de flèche est de 70° , la corde

de 950mm, d'où une envergure de 692mm au bord de fuite. La géométrie et les caractéristiques principales de la maquette sont précisées sur la figure 3.7. La fixation de chaque aile est réalisée par des vis traversant l'épaisseur de la maquette. Les perçages sont inscrits dans un lamage de 150mm de diamètre qui réalise le plan de pose côté intrados, à 250mm en amont du bord de fuite.

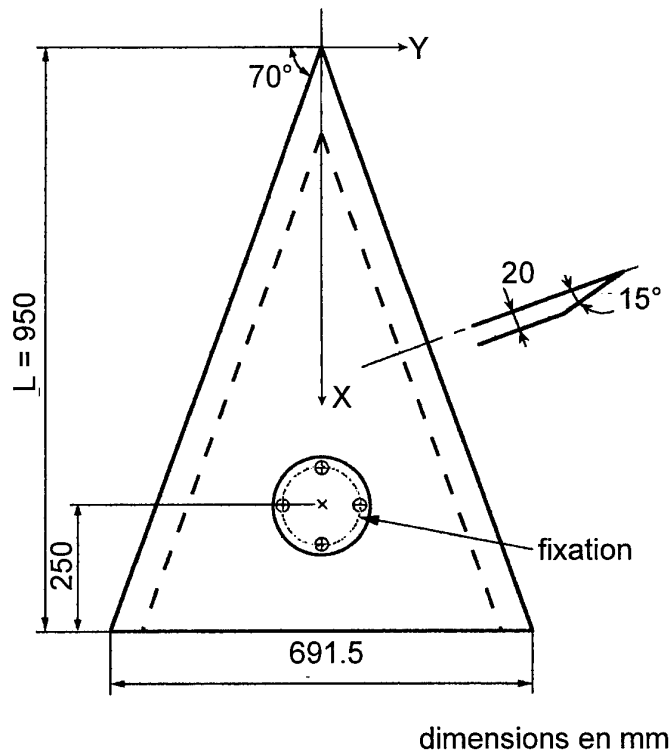


Fig. 3.7 : Schéma de la maquette.

La première maquette est une aile, originellement non-équipée, qui a permis d'effectuer les visualisations pariétales, les tomoscopies laser, ainsi que des mesures par vélocimétrie laser tridimensionnelle (LDV 3D). L'aile est recouverte d'une peinture époxy noire mate pour éviter les réflexions des impacts des faisceaux laser lors des mesures par LDV 3D. Des repères blancs, assimilables à une mire, sont tracés sur l'extrados de l'aile pour faciliter l'interprétation des visualisations de l'écoulement.

Par ailleurs, une mire a été réalisée pour établir un repère dans l'espace à l'extrados de l'aile dans un plan qui traverse l'axe du tourbillon (voir Fig. 3.8). Ce repère a été construit après les premiers essais de tomoscopie laser ayant permis de localiser l'altitude de l'axe du tourbillon. Le plan est réglé lors de l'essai avec vent pour couper l'axe du tourbillon entre l'apex et le bord de fuite de la maquette. A la fin de l'essai, la maquette est recalée en incidence pour tenir compte de l'absence de la charge aérodynamique ; puis la mire est posée sur la maquette et calée en altitude à l'aide d'une vis vérin pour que le plan laser soit tangent au plan supérieur de la mire. Les altitudes de chaque extrémité de la plaque sont alors relevées. Une séquence vidéo d'une minute est enregistrée pour permettre une mesure de la position de l'éclatement par superposition d'image. Cette mire permet d'éviter la différence d'angle entre le repère sur l'extrados et le plan tangent aux cœurs des tourbillons.

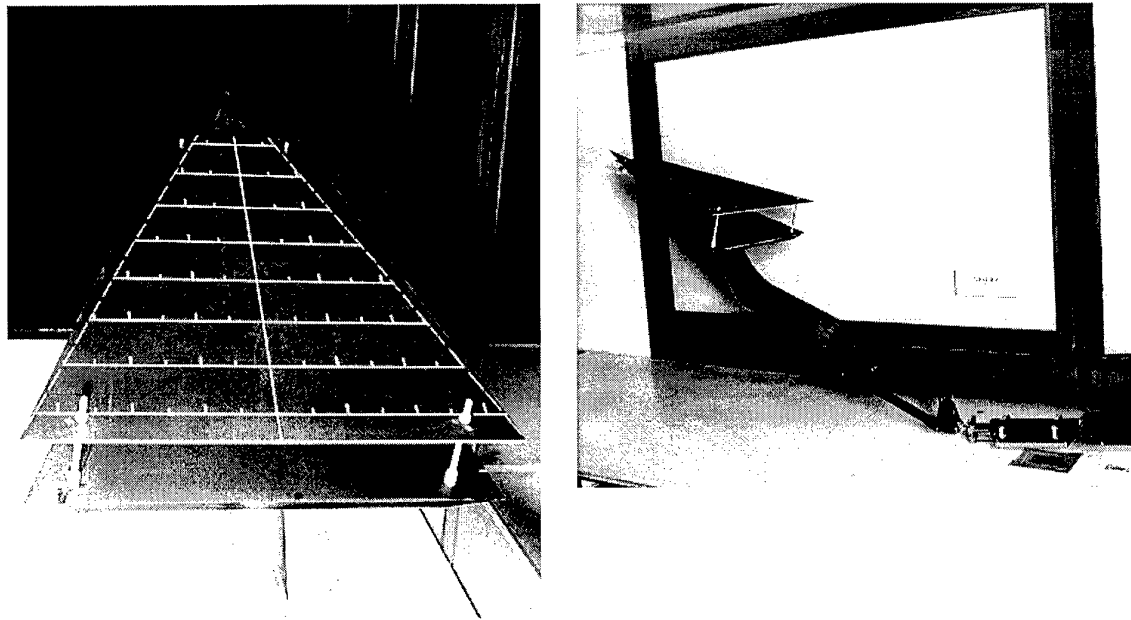


Fig. 3.8 : Photographies de la mire.

Les deux dispositifs de soufflage équipant la maquette permettent d'émettre un jet d'air comprimé en deux positions de l'extrados proches de l'apex, décalées symétriquement en envergure à gauche

et à droite. Compte tenu des contraintes mécaniques, et en particulier de l'épaisseur de l'aile à ce niveau, les dispositifs sont situés à 14% de la corde et à 30mm du bord d'attaque. Cette position a été choisie d'après des résultats de Iwanski *et. al.* (1989) qui indiquent que la position de soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon la plus efficace est située près de l'apex et du bord d'attaque. Les dispositifs sont orientés à 5° vers l'intérieur par rapport aux axes des tourbillons. L'axe des tourbillons par rapport à la corde fait un angle d'environ 15°. Le dispositif de soufflage fait donc un angle de 10° par rapport à la corde. D'après les études de Guillot, Gutmark et Garrison (1998), cet angle semble optimal. Ces auteurs ont constaté que "la composante de la vitesse tangentielle du tourbillon près de l'extrados dévie le jet d'air comprimé vers le bord d'attaque. Donc, un jet injecté à l'intérieur du tourbillon est transporté par la composante transversale vers le cœur du tourbillon où il est le plus efficace". La figure 3.9 montre les positions des dispositifs de soufflage sur l'extrados. La figure 3.10 montre l'axe du soufflage côté gauche ainsi que l'axe du tourbillon gauche.

Chaque dispositif est constitué d'une buse amovible conique de diamètre 2,07mm à la sortie. En aval de chaque buse, se trouve un canal de sortie, de 26 mm de long, taillé dans l'épaisseur de l'aile avec une inclinaison de 15,6° et une section en forme de "U". En amont de chaque buse, un tube en cuivre de 5mm de diamètre intérieur et noyé dans l'épaisseur de l'aile débouche à l'intrados au centre des points de fixation. Ce tube est connecté à un tuyau de 10mm de diamètre intérieur et de 4m de long. En amont de ce tuyau, est placé un débitmètre à col sonique équipé, en amont du col, d'une prise de pression (connectée à un capteur Druck de 100 psi) et d'un thermocouple Chromel-Alumel et, à l'aval, d'une autre prise de pression (connectée à un capteur Druck de 3,5bar). Le débit injecté est calculé à partir des pression et température mesurées en amont du col par la relation classique donnant le débit traversant un col amorcé. Un détendeur installé dans la salle de mesure

permet le réglage du débit. Un tuyau souple de 10mm de diamètre intérieur relie le détendeur au débitmètre à col sonique (voir Fig. 3.11).

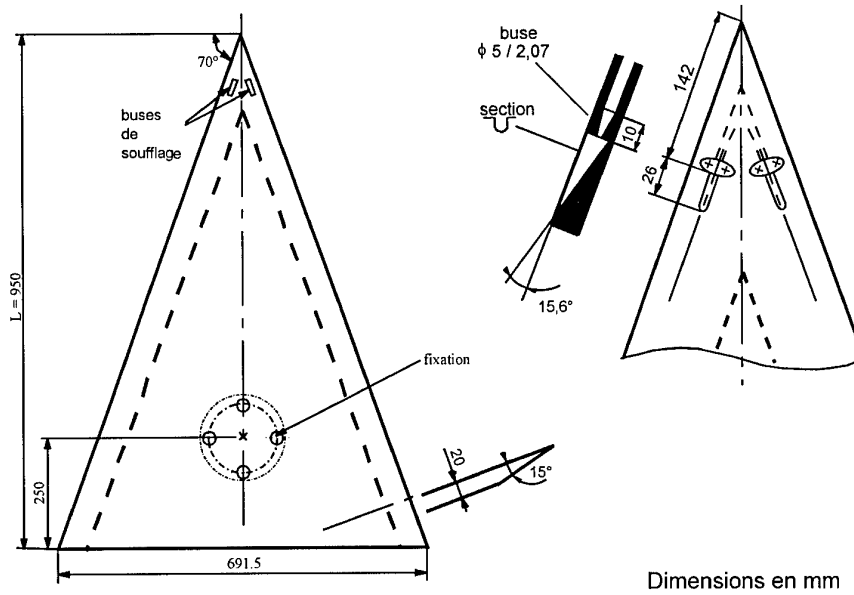


Fig. 3.9 : Aile delta configurée avec deux buse pour soufflage près de l'apex.

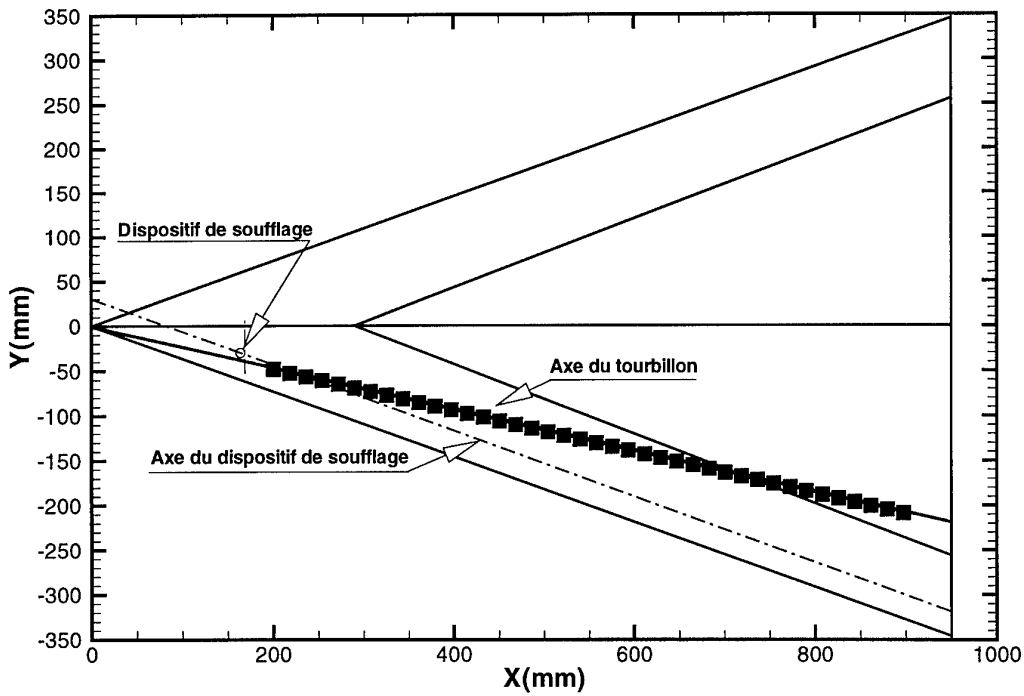


Fig. 3.10 : Axe de soufflage et axe du tourbillon principal.

PRINCIPE D'INJECTION DE L'AIR COMPRIME

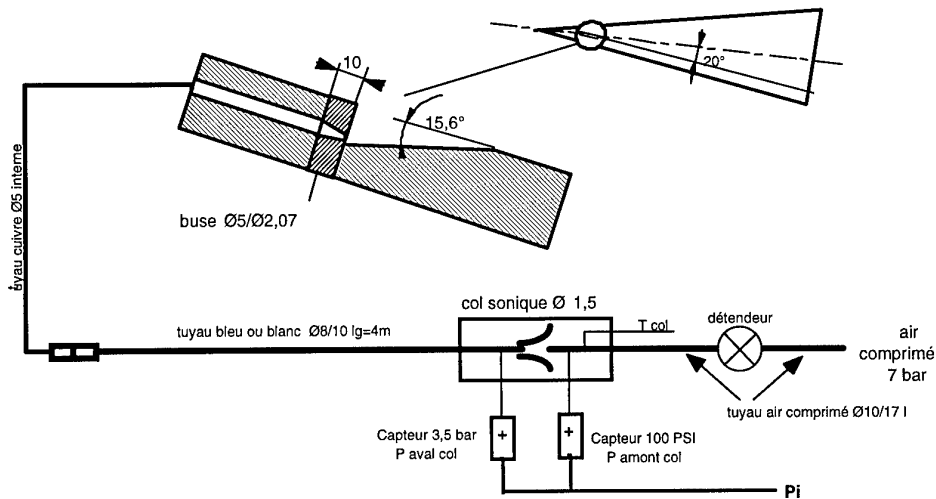


Fig. 3.11 : Système de soufflage.

Plus tard, la maquette a été modifiée pour permettre la mise en place de 17 capteurs de pression instationnaires de type Kulite™, selon les lignes $X/c = \text{constante}$. Les caractéristiques des capteurs sont données plus loin. Les logements des capteurs sont réalisés de telle sorte qu'il est possible d'effectuer le montage et le démontage de ceux-ci sans être obligé de démonter l'aile. Les positions des prises de pression instationnaire sont précisées sur la figure 3.12.

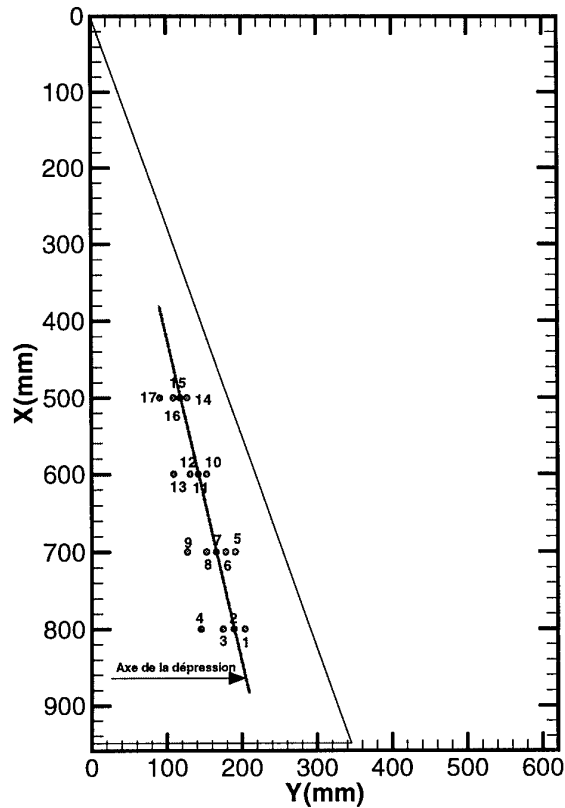


Fig. 3.12 : Maquette avec capteurs instationnaires de type Kulite.

La seconde maquette est équipée de 232 prises de pression stationnaire situées à l'extrados de l'aile. Les prises, de 2mm de diamètre, sont implantées suivant 16 lignes transversales disposées en envergure ($-0,95 \leq Y/e \leq 0,95$, e étant la demi-envergure locale de l'aile à l'abscisse X considérée). La première ligne de prises est à 100mm en aval de l'apex de l'aile, soit $X/c = 0,11$; la deuxième ligne est à $X/c = 0,21$. Toutes les autres lignes sont espacées de 50mm (soit $X/c = 0,05$), jusqu'à la dernière ligne à $X/c = 0,95$. Les positions des prises de pression sont précisées sur la figure 3.13 correspondant aux stations : $X = 100, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800, 850$ et 900 mm.

La maquette configurée avec les prises de pression est équipée d'un dispositif de soufflage près de l'apex de l'aile et situé sur le côté gauche de l'aile (sens pilote) pour analyser l'influence du soufflage

sur les mesures de pression stationnaire. Un seul dispositif est installé, car la complexité de la maquette avec ses 232 prises de pression ne permet pas l'installation d'un deuxième système de soufflage.

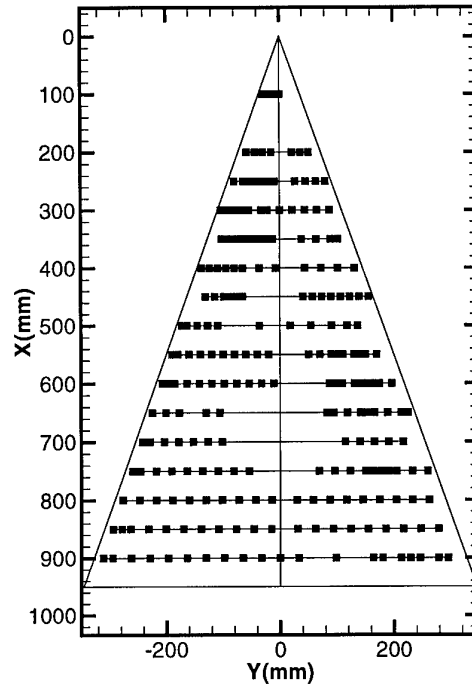


Fig. 3.13 : Aile delta configurée pour l'analyse de la pression pariétale avec 232 prises de pression stationnaire.

3.3. Méthodes de mesure

Au cours de ces essais, les procédés utilisés ont été de deux types.

- D'une part, des méthodes qualitatives ont été pratiquées, à savoir : visualisations du champ au-dessus de l'aile par tomoscopie laser et de l'écoulement pariétal par enduit visqueux.
- D'autre part, ont été exécutées : des mesures de la pression pariétale à l'extrados de l'aile et des composantes moyennes de la vitesse par vélocimétrie laser

Les résultats sont présentés dans un système d'axes cartésien (X Y Z) lié à l'aile, dont l'origine O est placée à l'apex, et tel que : X est parallèle à l'extrados et dirigé suivant la corde ; Y est aussi

parallèle à l'extrados, perpendiculaire à X ; Z est perpendiculaire à l'extrados et dirigé vers le haut. Les composantes de vitesse dans ce repère sont : U , composante axiale suivant X , V , composante tangentielle suivant Y et W composante normale suivant Z .

A certaines occasions, les phénomènes seront présentés dans un repère cylindrique (r, θ, z) , toujours lié à l'extrados de l'aile. Dans ce repère, l'axe z est aligné selon le cœur du tourbillon avec son origine à l'apex, r représente la distance radiale au cœur du tourbillon d'axe z . L'origine de l'angle azimutal θ est dans le plan correspondant à l'extrados droit de l'aile. Les composantes de vitesse dans ce repère sont notées V_r, V_θ, V_z (composante radiale suivant r , azimutale suivant θ , axiale suivant Z). La figure 3.14 rappelle les systèmes d'axes utilisés.

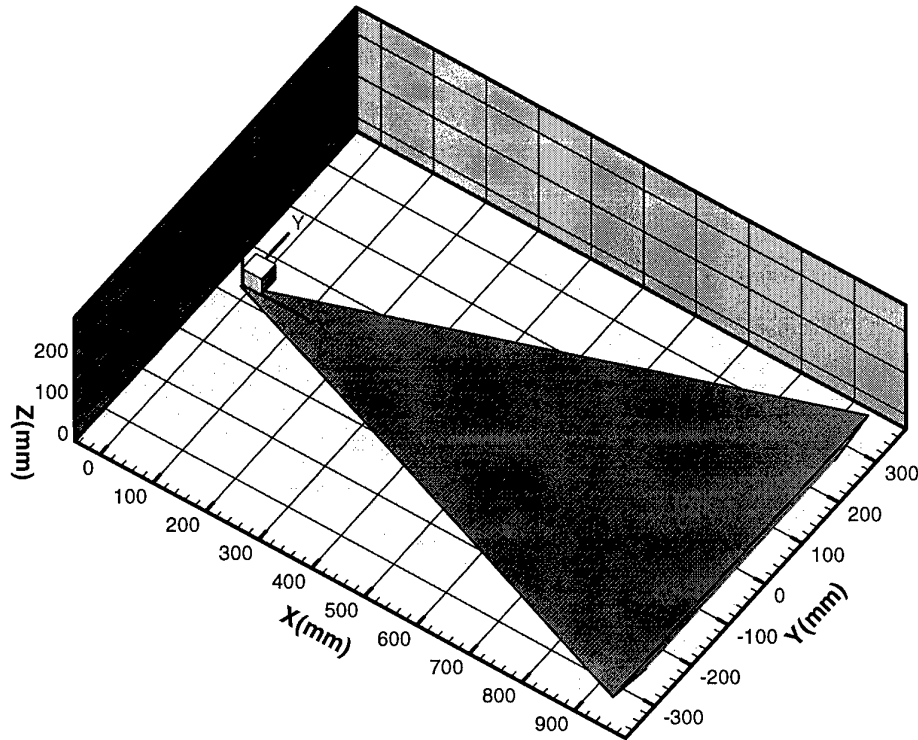


Fig. 3.14 : Repères utilisés.

3.3.1. Méthodes qualitatives

Deux méthodes de visualisation ont été mises en œuvre pour caractériser l'écoulement tourbillonnaire autour des ailes delta dans les souffleries S2Ch et F2. D'une part, des visualisations pariétales du spectre des lignes de frottement sur l'extrados de l'aile, d'autre part des visualisations du champ aérodynamique par tomoscopie laser.

3.3.1.1. Tomoscopie laser

La méthode de visualisation du champ aérodynamique par tomoscopie laser a été développée à l'Onera dans les années 70 par la direction de la Physique Générale d'alors. Son principe consiste à éclairer par une tranche de lumière très intense une partie de l'écoulement à étudier. Le système de tomoscopie laser de la soufflerie F2 est installé sur le banc de vélocimétrie laser dont il utilise une des sources. Il comporte deux sous-ensembles mécanique et optique spécifiques (voir Fig. 3.15).

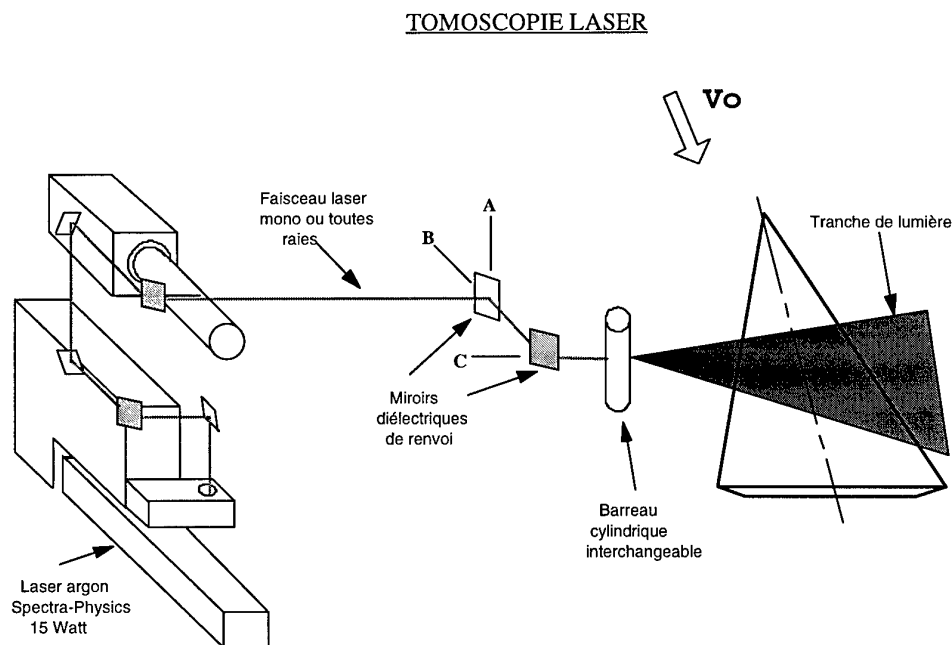


Fig. 3.15 : Banc de tomoscopie laser.

La méthode fait appel aux trois éléments suivants : un injecteur de fumée ; un système d'éclairage de la fumée ; un dispositif de prise de vue. L'injecteur a pour rôle d'émettre un traceur destiné à rendre visible la région à observer en matérialisant les lignes d'émission dans le plan considéré. L'hypothèse fondamentale est de confondre les trajectoires des particules du traceur avec celles de l'écoulement d'air. Comme pour les mesures par vélocimétrie laser, cette hypothèse peut-être mise en cause dans les régions où l'écoulement est soumis à de fortes accélérations. L'émission du traceur est réalisée par un injecteur de fumée de spectacle comportant une canne placée dans le divergent de la soufflerie, en aval de la veine, la fumée remplissant le circuit fermé et donc la veine d'essai. L'ensemencement peut être aussi fait par des particules de fumée d'encens, qui ont une taille sub-micronique, ou par de la fumée d'huile d'olives. Dans certains cas, le traceur est injecté dans le convergent de la soufflerie, en amont de l'aile, dans la direction de l'apex de la maquette.

L'injecteur a pour rôle d'émettre un traceur destiné à rendre visible la région à observer. La zone ainsi matérialisée est éclairée au moyen d'un laser d'une puissance toutes raies d'environ 12W. Un barreau transparent, placé perpendiculairement au faisceau laser, disperse le faisceau dans un plan en l'épanouissant d'autant plus que le diamètre du barreau est plus petit. Ce diamètre est donc choisi de telle sorte que l'éclairement soit maximal, tout en assurant une couverture complète du champ à visualiser.

Le dispositif de prise de vue se compose d'une caméra vidéo et d'un appareil photo dont les axes optiques sont orientés perpendiculairement au plan d'éclairage adopté. Pour chaque visualisation, une séquence vidéo de 1 à 2mn est associée aux photos afin de quantifier le niveau de fluctuation des positions de l'éclatement.

Une ligne noire matérialise l'axe du tourbillon. En effet, sous l'effet des forces centrifuges, les particules du traceur sont éjectées à la périphérie du tourbillon et ne permettent plus la diffusion de la lumière dans la partie centrale de l'écoulement. Il y a aussi une forte survitesse axiale dans le cœur du tourbillon, en amont de l'éclatement, qui entraîne les particules vers l'aval. La ligne noire est donc caractéristique de la présence d'un tourbillon animé d'un taux de rotation et d'une vitesse axiale élevés. Le phénomène d'éclatement s'accompagne d'une dilatation rapide du cœur du tourbillon, d'où une diminution des forces centrifuges exercées sur les particules du traceur, qui peuvent dès lors pénétrer au voisinage du centre tourbillonnaire, permettant ainsi sa visualisation. La position d'éclatement est l'endroit où le cœur du tourbillon se dilate. Ce point est suivi d'une zone de recirculation mise en évidence par la présence du traceur dans l'ensemble du phénomène et la disparition de la ligne noire montrant l'axe du tourbillon. Les photos de la figure 3.16 montrent une tomoscopie laser en coupe longitudinale. La photo de gauche montre l'aile, le tourbillon principal côté gauche et son éclatement. La photo de droite est une vue resserrée autour de la position d'éclatement et de la zone de recirculation.

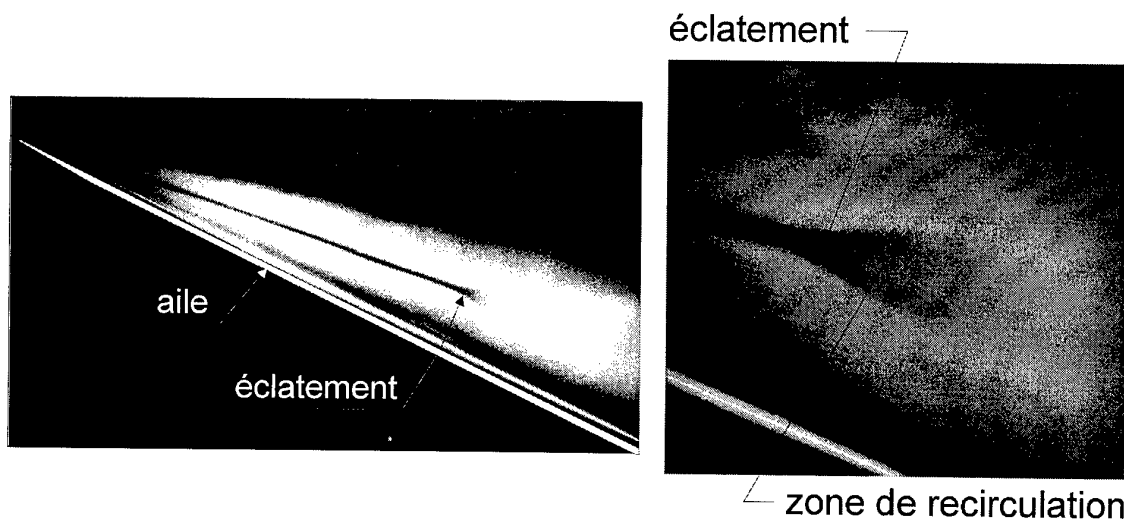


Fig. 3.16 : Visualisation de l'éclatement par tomoscopie laser pour $\alpha = 26^\circ$ et $U_0 = 24\text{m/s}$. Vue supérieure longitudinale et agrandissement de la zone d'éclatement.

Selon la position de la tête d'émission du faisceau laser par rapport à la veine d'essai, différentes tomoscopies seront réalisées afin de visualiser l'écoulement selon trois coupes (voir Fig. 3.17) : supérieure transversale, latérale longitudinale, supérieure longitudinale. La configuration latérale est obtenue avec une tranche de lumière pénétrant dans la veine par le côté gauche. La tomoscopie latérale longitudinale est réalisée en utilisant des plans de lumière contenant les axes des tourbillons principaux. Cette tranche est alors inclinée d'environ 7° par rapport à l'extrados de l'aile pour passer par les cœurs des deux tourbillons. La deuxième configuration, la tomoscopie supérieure transversale est effectuée dans le plan perpendiculaire à l'extrados et à la corde pour des positions X/c fixées. La tranche de lumière est issue du plafond. Le système est déplacé suivant l'axe X pour l'acquisition des plans différents. La troisième configuration, supérieure longitudinale, est réalisée avec une tranche de lumière issue du plafond pour obtenir un plan vertical contenant l'axe du tourbillon gauche.

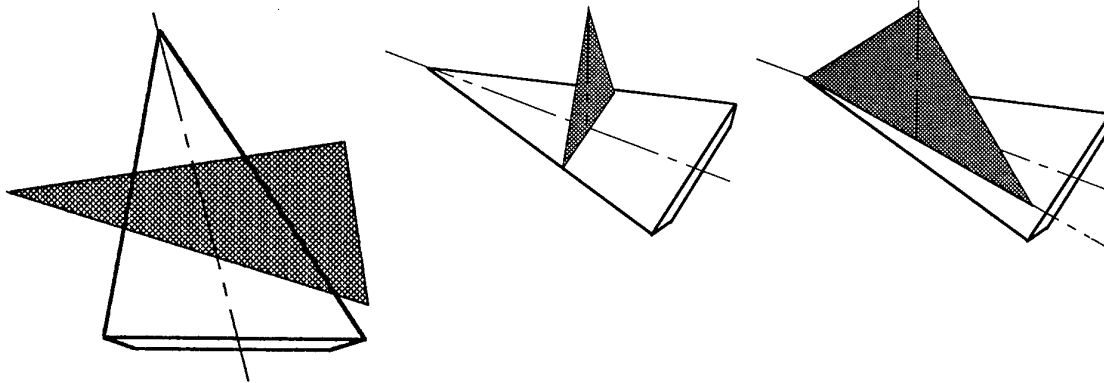


Fig. 3.17 : Trois configurations de tomoscopie laser : latérale longitudinale, supérieure transversale, supérieure longitudinale.

3.3.1.2. Visualisation pariétale par enduit visqueux

Une approche classique consiste à dégager les caractéristiques déterminantes des structures tridimensionnelles en utilisant le formalisme topologique découlant de la théorie des points

singuliers ou critiques (Poincaré 1892, Legendre 1956). De nombreuses publications sur le sujet étant disponibles, les détails sur ce formalisme ne sont pas présentés ici. Une liste limitée des publications récentes est simplement donnée à titre d'information (Dallman *et. al.* 1990, Chanetz 1986, Détery 1994, Addington 1998). Ces analyses - inspirées des travaux de Poincaré et de Legendre - reposent sur l'étude du champ de vitesse, ou des projections du champ de vitesse, et sur celui du vecteur frottement pariétal.

Quand la distance z à la paroi tend vers zéro, le vecteur vitesse prend une direction limite colinéaire au vecteur frottement pariétal $\overline{\tau_p}$, la ligne de courant tendant vers une position limite appelée ligne de courant pariétale ou ligne de frottement. Les études antérieures se sont presque toutes appuyées sur les structures pariétales, souvent complexes, obtenues par visualisation au moyen d'enduit visqueux. Sous certaines conditions, ces structures pariétales peuvent être identifiées aux lignes de frottement pariétales. L'ensemble de ces lignes de frottement - ou spectre pariétal - représente la trace sur la paroi du corps du champ aérodynamique et constitue un outil précieux pour l'analyse des écoulements.

Pour un écoulement bidimensionnel stationnaire, on admet que le critère de décollement est l'annulation du frottement pariétal en un point dit de décollement. En aval de ce point, il existe une région où le frottement est négatif, la composante de la vitesse longitudinale adjacente à la paroi étant à contre-courant de l'écoulement principal. Pour un écoulement tridimensionnel, ce critère ne peut plus être utilisé car le vecteur frottement pariétal ne s'annule généralement pas, excepté en un nombre fini de points dits critiques ou singuliers. De plus, il n'existe pas de direction privilégiée le long de laquelle le signe des composantes du vecteur frottement pariétal a une signification

physique précise, excepté dans un plan de symétrie ou une configuration d'aile en flèche d'envergure infinie. Une observation commune est qu'une condition nécessaire pour un décollement tridimensionnel est l'existence, dans le spectre pariétal, d'une ligne d'accumulation de l'enduit visqueux par convergence des lignes pariétales adjacentes. Cette ligne particulière, ou ligne de décollement, a été l'objet de plusieurs interprétations, tant sur son origine, que sur ses propriétés.

Au cours de ces essais, les spectres des lignes de frottement pariétal sur l'extrados de l'aile ont été obtenus à partir d'une solution d'huile de paraffine, d'oxyde de titane et d'acide oléique. L'oxyde de titane est utilisé pour ajuster la viscosité de la solution et l'acide oléique est utilisé pour inhiber la tension de surface de l'huile. La composition moyenne des enduits est : 100ml d'huile de paraffine, 5 à 10g de dioxyde de titane, 5ml d'acide oléique. Cette solution est appliquée comme une peinture sur l'extrados de la maquette juste avant chaque essai, la maquette étant placée à l'incidence désirée. Après les premiers essais, les différentes zones de l'écoulement pariétal ont été précisées en incorporant à l'enduit visqueux des pigments de différentes couleurs (3 à 6g de poudre colorée). La composition de deux couleurs permet de différencier et d'optimiser la visualisation simultanée de l'écoulement au bord d'attaque et sur la partie centrale de la maquette.

Comme déjà dit, la maquette est peinte en noir mat pour avoir un meilleur contraste avec l'enduit visqueux. La localisation des phénomènes est effectuée par un repérage dessiné sur l'extrados de l'aile. Il s'agit de lignes blanches, parallèles au bord de fuite, espacées de 100mm et de quelques tirets disposés selon l'envergure. Les visualisations pariétales permettent de définir – moyennant certaines précautions – le spectre des lignes de frottement pariétal, dont l'examen révèle les diverses lignes de séparation ou d'attachement de l'écoulement. Ces lignes particulières sont la trace sur la

surface de la maquette des décollements et des tourbillons qui se développent dans le champ aérodynamique tridimensionnel. Pour chaque visualisation, l'évolution des phénomènes est enregistrée par un caméscope Sony à 25 images par seconde. La durée de chaque essai est d'environ 20mn, ce qui permet l'établissement des spectres et l'élimination du surplus d'enduit. Les spectres des lignes de frottement ont été photographiés pendant leur établissement au moyen d'un appareil photo 24x36 Nikon FE2 avec un zoom 70-210. L'éclairage d'appoint pour la vidéo est réalisé avec un projecteur de 1kW. L'état final est photographié depuis le dessus de la veine, avant l'arrêt de la soufflerie, et des photos de zones particulières du spectre pariétal sont prises depuis l'intérieur de la veine une fois la soufflerie arrêtée.

3.3.2. Méthodes quantitatives

3.3.2.1. Pression stationnaire

La maquette pression est équipée de 232 prises de pression stationnaire de 2mm de diamètre situées suivant 16 lignes transversales disposées en envergure sur l'extrados (voir Fig. 3.13). Ces prises sont connectées via des distributeurs pneumatiques Scanivalve™, à un système d'acquisition constitué de 13 chaînes analogiques. Six de ces chaînes sont utilisées pour les mesures de pression stationnaire et les 7 autres pour l'acquisition du numéro de capteur, de l'incidence de l'aile, et des conditions d'essais (vitesse amont, pression et température génératrices). Pour chaque prise de pression, 500 échantillons ont été acquis à la fréquence de 7kHz. Ces mesures sont moyennées et les 6 valeurs sont enregistrées, puis la rotation des Scanivalve™ est actionnée pour effectuer l'acquisition des 6 prises de pression suivantes. Après chaque rotation, on effectue une pause avant l'acquisition pour permettre la mise en équilibre et la stabilisation de l'ensemble du système pneumatique. Le cycle est ainsi répété. A la fin de l'enregistrement de toutes les données, les mesures sont utilisées pour

calculer les coefficients de pression K_p de chaque capteur. Aucune correction concernant l'influence des parois et le blocage n'est faite. Les capteurs de pression utilisés pour ces mesures ont une gamme de ± 1 psi.

3.3.2.2. *Pression instationnaire*

Sur la maquette visualisation, 17 inserts ont été fabriqués afin de pouvoir des capteurs de pression instationnaire. Le diamètre des trous sur la maquette est de 0,6mm. La position des inserts a été déterminée à partir des données de pressions pariétales acquises lors d'essais précédents. Les inserts sont situées suivant 4 lignes transversales disposées en envergure sur le côté droit de l'extrados de l'aile (voir Fig. 3.12) : la première ligne, bien en amont de la position moyenne de l'éclatement, est à $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$), la deuxième, juste en amont la position moyenne de l'éclatement, est à $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$), la troisième, en aval de l'éclatement, est à $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$) et la dernière est à $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$) dans la zone de recirculation. Quatre capteurs instationnaires équipent chacune de ces lignes, avec deux capteurs au niveau du tourbillon principal et deux en dehors. Un cinquième capteur a été ajouté sur l'axe du tourbillon à la station $X/c = 0,74$.

L'acquisition de la pression est obtenue par l'intermédiaire de capteurs Kulite™ XCQ093, reliés à la chaîne d'acquisition de la soufflerie, qui amplifie et conditionne les signaux. L'enregistrement des signaux se fait à l'aide d'un PC équipé d'une carte d'acquisition National Instrument AT-MIO16-E1, munie d'une carte échantillonneur bloqueur SC2040. La valeur moyenne de K_p a été obtenue en moyennant 10000 échantillons de pression acquis à une fréquence de 5kHz. Les capteurs utilisés pour les mesures ont une gamme de 2 psi.

3.3.2.3. *Vélocimétrie laser tridirectionnelle*

Des explorations du champ de vitesse ont été effectuées à l'aide d'un vélocimètre laser développé à l'Onera et décrit en détail par Boutier *et. al.* (1984). Cette technique optique, qui a connu des progrès spectaculaires depuis une vingtaine d'années, présente l'avantage d'être un moyen de mesure non-intrusif et d'être utilisable là où l'introduction d'une sonde est difficile ou impossible, comme dans un décollement ou une zone éclatée. Elle permet d'accéder au champ de vitesse moyenne ainsi qu'à la turbulence à travers les corrélations statistiques entre les diverses fluctuations de vitesse. La technique utilisée dans cette thèse a permis, au cours d'une même mesure, de déterminer les trois composantes du vecteur vitesse ainsi que celles du tenseur de Reynolds associé.

La vélocimétrie laser donnant en fait la vitesse instantanée de particules injectées dans l'écoulement, l'hypothèse fondamentale de la méthode est que ces particules ont la même vitesse que le fluide. Cette hypothèse risque de n'être pas vérifiée dans des régions d'écoulement présentant des gradients intenses.

Ainsi, pour réaliser des mesures par vélocimétrie laser, il est nécessaire de disposer de particules servant de traceur. La solution la plus simple consisterait à utiliser les particules diverses contenues dans l'atmosphère (poussières, suies, micro particules métalliques). Cette façon de procéder présente plusieurs inconvénients : il n'est pas possible de maîtriser la granulométrie de l'ensemencement et le débit des particules n'est pas contrôlable. Pour effectuer des mesures dans des conditions plus favorables, on réalise un ensemencement à l'aide de particules connues. Cependant, dans ce cas, il est essentiel de choisir un point d'émission des particules réalisant un bon

ensemencement de tout l'écoulement et de s'assurer que les particules sont parfaitement convectées par l'écoulement.

La vélocimétrie laser, souvent appelée vélocimétrie laser Doppler, est fondée sur le phénomène d'effet Doppler : si une source lumineuse, de fréquence f , frappe un objet en mouvement, la lumière diffusée par l'objet a une fréquence différente f' dépendant de la vitesse de l'objet. Ces fréquences n'étant pas mesurables directement, on détermine la différence entre les fréquences des ondes incidente et diffusée en exploitant le phénomène d'interférence, ce qui suppose d'utiliser une lumière très monochromatique, c'est-à-dire un laser. Si on sépare en deux un faisceau laser, puis si on focalise au moyen d'une lentille convergente les faisceaux émergeant du dispositif de séparation, on crée un réseau de franges d'interférence disposées suivant des plans équidistants. Le réseau de franges, alternativement sombres et brillantes, constitue le volume de mesure de forme ellipsoïdale avec des dimensions typiques d'une centaine de microns. Les franges sont parallèles à la bissectrice intérieure des deux faisceaux incidents et perpendiculaires au plan formé par ces faisceaux (expérience des trous de Young).

Les particules d'ensemencement, introduites dans l'écoulement à l'amont de la zone d'étude, traversent successivement des plans sombres et brillants formés de franges équidistantes, séparées par un interfrange i , contenues dans le volume de mesure. Les traceurs diffusent alors un flux lumineux modulé à une fréquence directement fonction de la vitesse \bar{V} . Ce flux est collecté par une optique réceptrice qui le concentre sur un photomultiplicateur convertissant le flux lumineux en signal électrique. La fréquence de ce signal, indépendante de la direction d'observation, est proportionnelle à la composante de vitesse normale au plan de franges.

En effet, pour passer d'une frange brillante à une frange sombre, la particule de vitesse \bar{v} parcourt une distance égale à l'interfrange i pendant un temps T égal au produit de i par la composante de vitesse U perpendiculaire aux franges. La fréquence mesurée f étant donc égale au quotient de U par i , on en déduit que la composante de vitesse U est donnée par la relation : $U = fi$.

Pour connaître les trois composantes du vecteur vitesse, on focalise trois réseaux de franges d'interférence dans le même volume de mesure, à partir de trois faisceaux laser de longueurs d'onde distinctes. Les réseaux de franges sont inclinés les uns par rapport aux autres pour constituer un repère local, le plus souvent non-orthogonal. La réponse du système ne dépendant pas du sens du déplacement de la particule, une difficulté survient dans les écoulements où ce sens varie largement, comme dans un décollement - ou un éclatement - où la vitesse est à contre courant de l'écoulement principal (composante négative). Pour lever l'ambiguïté et déterminer le signe de chaque composante de la vitesse, on provoque un défilement de chaque réseau de franges à l'intérieur du volume de mesure à une vitesse constante U_b connue. Cette vitesse U_b se compose algébriquement avec la composante U cherchée pour donner une vitesse mesurée U_m toujours positive : $U_m = U + U_b > 0$. Le retour aux composantes physiques U_i de la vitesse est réalisé lors du traitement informatique de l'ensemble des résultats, grâce à la matrice de passage entre le repère local lié aux réseaux de franges et le repère physique. En outre, un test de simultanéité est effectué au moyen d'un dispositif électronique approprié pour ne retenir une mesure que si les indications relatives aux trois composantes sont acquises dans un intervalle de temps petit prédéfini. On s'assure ainsi que les mesures concernent bien la même particule venant de traverser le volume de mesure.

3.3.2.3.1. Traitement des données

En chaque point de mesure, l'acquisition des 3 composantes instantanées de la vitesse porte généralement sur un échantillon de N particules. Un point de mesure, pour une position donnée, correspond à un calcul statistique effectué sur les composantes instantanées u_i ($i = 1, 3$) de cet échantillon.

On détermine ainsi les vitesses moyennes et les moments d'ordre supérieur par les estimateurs suivants :

$$\text{Vitesse moyenne : } \bar{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (u_i)_k$$

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

$\overline{u_i u_j}$ est la corrélation entre les fluctuations des composantes i et j de la vitesse (si $i \neq j$) ou la variance des fluctuations de la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse (si $i = j$).

D'après les travaux de McLaughlin et Tierdeman (1973), une moyenne pondérée par la norme de la vitesse locale UN_k peut être utilisée. Les définitions des vitesses moyennes et des valeurs fluctuantes deviennent alors:

$$\bar{u}_i = \frac{1}{N} \frac{\sum_{k=1}^N (u_i)_k}{\sum_{k=1}^N \frac{1}{\|UN_k\|}} \quad \text{et} \quad \overline{u'_i u'_j} = \frac{1}{N} \frac{\sum_{k=1}^N \frac{(u_i)_k - \bar{u}_i}{\|UN_k\|} \frac{(u_j)_k - \bar{u}_j}{\|UN_k\|}}{\sum_{k=1}^N \frac{1}{\|UN_k\|}}$$

Cette deuxième façon de procéder doit, en principe, "débiaser" l'évaluation des moments statistiques. En effet, dans le cas où le système d'acquisition prendrait en compte toutes les particules qui se présentent dans le volume de mesure, les moyennes statistiques tendent à être

biaisées au profit des particules dont la vitesse est la plus élevée. Une pondération par UN_k doit en théorie - et avec des hypothèses très restrictives - corriger ce biais.

Chaque mesure par vélocimétrie laser s'obtient par le traitement statistique d'un lot de $N = 2000$ particules qui traversent le volume de mesure constitué par l'intersection des six faisceaux laser. Le système d'exploitation n'impose pas un temps minimal entre la prise en compte de deux particules. Ainsi, le temps global d'acquisition du lot de 2000 particules est variable d'un point à un autre du domaine d'exploration. La cadence de l'acquisition des mesures est aléatoire ; elle dépend ainsi de la qualité des réglages à l'émission et à la réception, de l'ensemencement de l'écoulement considéré et de la largeur de la fenêtre de simultanéité.

3.3.2.3.2. Configuration du vélocimètre utilisée dans la soufflerie F2

La soufflerie F2 est équipée d'un vélocimètre laser permettant l'exploration de l'écoulement dans un très grand volume. Le système est monté sur un bâti mobile qui permet d'effectuer des explorations pratiquement en tout point de la veine d'essais. La structure mécanique du système d'exploration comporte un cadre mobile entourant la veine et les supports pour les éléments réalisant le cheminement optique jusqu'au volume de mesure. Ce cadre permet le déplacement du volume de mesure dans trois directions orthogonales avec des courses de 500mm en X, 600mm en Y et 1000mm en Z. Le cadre est lui-même fixé sur un châssis inférieur motorisé circulant sur des rails, mis en place sur un massif en béton, sur toute la longueur de la veine, avec une course de 3750 mm.

La configuration utilisée au cours de ce travail de thèse consiste à émettre tous les faisceaux latéralement à la veine côté gauche (sens pilote). Les deux têtes d'émission sont disposées de part en

d'autre d'un caisson solidaire de la table de déplacement. Ces caissons sont inclinés à 15° autour de l'axe transversal Y, ce qui incline le plan de mesure de 15° par rapport à l'axe vertical Z. Chaque tête d'émission est réglable avec les paramètres suivants : variation de la longueur de focale des faisceaux par un jeu d'objectifs interchangeable ; translation selon X, ce qui permet de régler l'écartement entre les deux têtes de 1500 à 2500mm ; orientation en site et azimut, respectivement de $\pm 3^\circ$ et de $\pm 60^\circ$, par rapport à la direction transversale. En essai, un ordinateur HP gère la procédure de déplacement du bâti mobile et se charge de l'asservissement sur chaque axe avec une fourchette de positionnement de 0,04mm ou de 0,3mm par rapport à la cote demandée (voir Fig. 3.18).

Configuration latérale horizontale

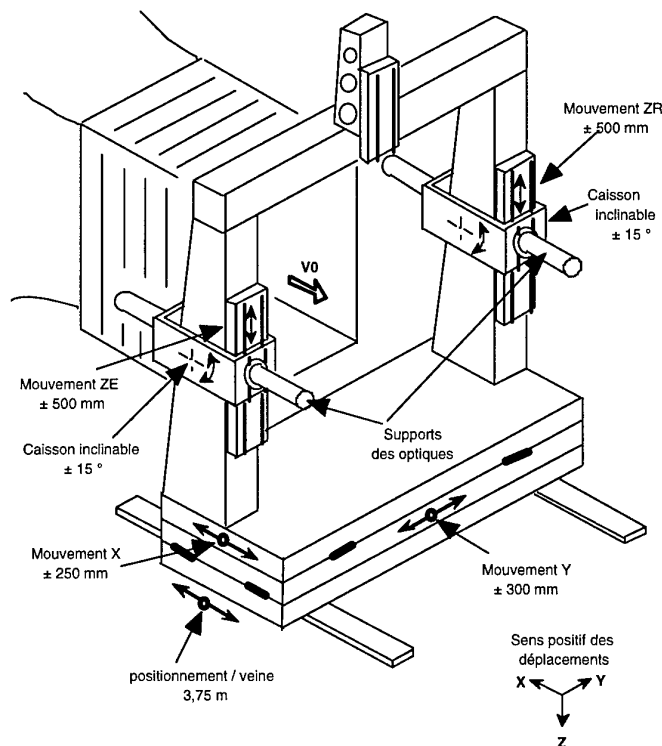


Fig. 3.18 : Dispositif mécanique pour l'exploration de l'écoulement dans la veine de la soufflerie F2.

L'émission utilisée à F2 est composée de deux lasers à argon ionisé de puissance maximale 15W toutes raies qui fournissent les trois couleurs. L'un des lasers fonctionne en mode mono-raie violette avec une longueur d'onde $0,4756\mu\text{m}$ et une puissance utile de 2,5W. L'autre fonctionne en mode toutes raies avec une puissance de 8W dans les couleurs bleue et verte (la séparation est assurée par un jeu de lames dichroïques) de longueurs d'onde $0,488\mu\text{m}$ et $0,5145\mu\text{m}$ respectivement. Pendant ces essais, les orientations en site et azimuth des faisceaux vert et bleu sont respectivement de 2° et 38° et les orientations en site et azimuth du faisceau violet de 2° et $37,5^\circ$.

La focale à l'émission est variable entre 1350mm et 2000mm. Le défilement des franges est assuré par des cellules de Bragg placées sur chacun des faisceaux en sortie du diviseur. Le décalage en fréquence des cellules de Bragg est ajustable par valeurs discrètes entre 1MHz et 15MHz. Le diamètre du volume de mesure et la valeur de l'interfrange découlent du choix de la focale de l'objectif et de l'écartement des faisceaux. Au point de focalisation des objectifs, les trois faisceaux dédoublés engendrent trois réseaux de franges orientables contenus dans le plan normal à leur axe d'émission. Chacun d'eux mesure une des composantes du vecteur vitesse dans une direction perpendiculaire aux franges.

La réception est équipée de deux télescopes Cassegrain qui collectent la lumière diffusée par les particules passant dans le volume de mesure. Des lames dichroïques filtrent la lumière collectée pour en extraire les longueurs d'onde désirées. Les réponses lumineuses sont ensuite traduites en signaux électriques à l'aide de photomultiplicateurs. Le traitement électronique de ces signaux est effectué par trois compteurs de type DISA 55L qui fournissent les fréquences Doppler associées à la

vitesse de chaque particule. La figure 3.19 est un schéma de la partie optique du vélocimètre laser tridirectionnel de F2.

Les signaux électriques délivrés par les photomultiplicateurs se composent d'un train de sinusoïdes - ou burst - correspondant aux passages successifs des particules dans les réseaux de franges. Avant traitement, ces signaux subissent un filtrage analogique passe-bande qui élimine le bruit basse fréquence. Un système complexe réalise ensuite la validation des signaux en utilisant un critère temporel et une discrimination en amplitude. Le signal électrique, correspondant au passage d'une seule particule, n'est pris en compte que si le système détecte au moins 8 passages par zéro. Il est ensuite validé à l'aide d'un critère temporel classique dit des 5/8 qui consiste à ne retenir une mesure que si les valeurs de la période mesurées sur 5 puis 8 passages par zéro sont égales, à une tolérance près. Un tel procédé élimine les particules dont la vitesse varie dans le volume de mesure. Simultanément, on applique une discrimination en amplitude : un seuil bas permet une distinction vis-à-vis du bruit ; un seuil haut rejette les signaux d'amplitude trop élevée, caractéristiques de la contribution de grosses particules risquant de ne pas suivre l'écoulement.

On s'assure que les mesures des trois composantes de la vitesse proviennent bien de la même particule grâce à un numériseur de simultanéité associé aux compteurs : quand un des photomultiplicateurs reçoit un signal, le compteur correspondant ainsi qu'une horloge sont déclenchés. La mesure n'est retenue que si les signaux issus de deux autres compteurs sont validés dans la micro-seconde qui suit.

Les ensembles émission et réception sont placés de part et d'autre du volume de mesure, ce qui correspond à un fonctionnement en diffusion directe (ou avant). Cette configuration a été adoptée en raison d'un rapport signal/bruit bien meilleur que celui du mode en rétro-diffusion où les ensembles émission et réception sont d'un même côté de la veine d'essais. Les trois paires de faisceaux, qui résultent de la traversée des diviseurs, sont focalisées avec une focale de 1750mm, pour constituer le volume de mesure dont le diamètre utile est d'environ 0,35mm, avec un interfrange commun de 15 μ m. Dans la disposition adoptée ici, les directions d'émission des trois rayonnements sont contenues dans un même plan vertical, perpendiculaire à l'axe de la veine. Les réseaux de franges sont orientés de façon telle que les rayonnements vert et bleu permettent la mesure de deux composantes de la vitesse dans un plan horizontal, le violet donnant la composante verticale. Les faisceaux traversent des cellules de Bragg induisant un défilement des plans de franges avec une fréquence de 5MHz pour tous les rayonnements. Les sorties numériques des compteurs sont connectées à un ordinateur qui assurent l'acquisition et le traitement des mesures (voir Fig. 3.20).

**SCHEMA DE LA PARTIE OPTIQUE DU VELOCIMETRE
LASER TRIDIMENSIONNEL F2**

Configuration latérale horizontale

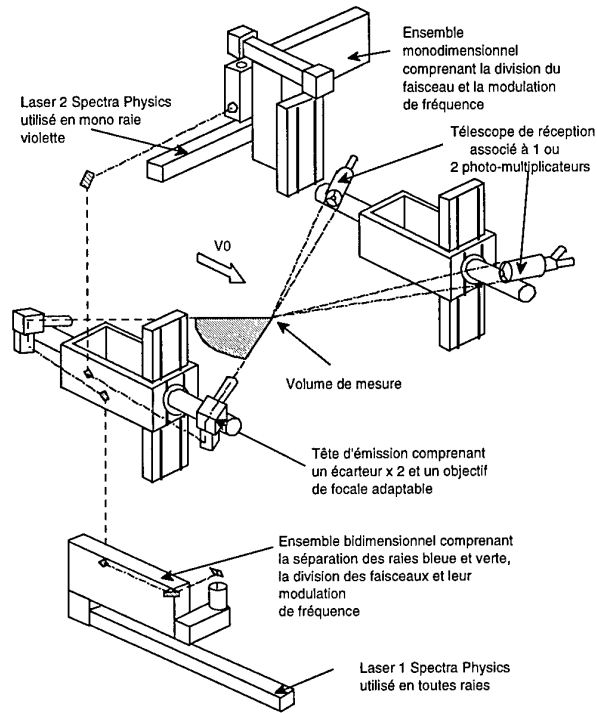


Fig. 3.19 : Schéma de la partie optique du vélocimètre laser tridirectionnel de la soufflerie F2.

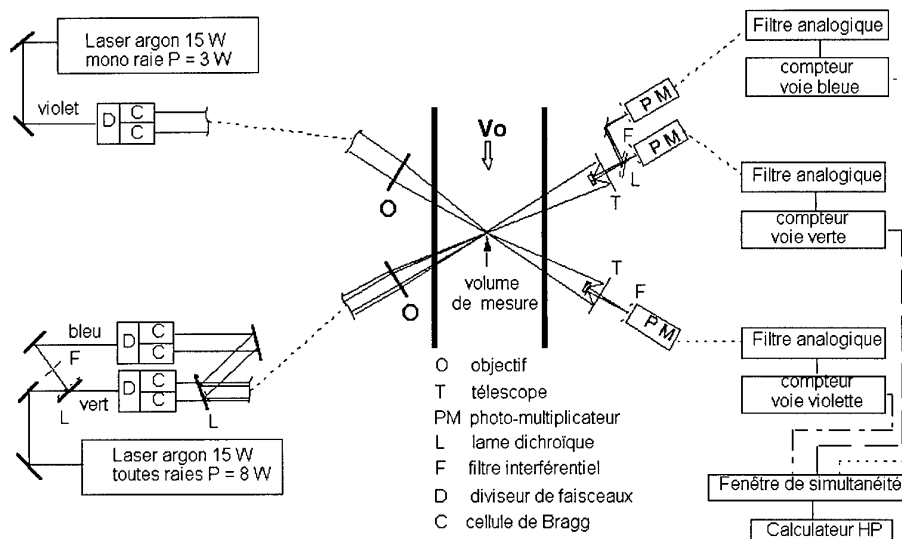


Fig. 3.20 : Schéma du système d'acquisition du vélocimètre laser tridirectionnel de la soufflerie F2.

Une configuration supplémentaire a été adoptée pour étudier les caractéristiques du jet d'air comprimé sortant du dispositif de soufflage gauche. Pour ces essais, l'ensemencement a été réalisé par le circuit de soufflage (voir Fig. 3.21), ce qui a permis l'ensemencement de l'écoulement sortant

du dispositif sans vitesse amont dans la veine d'essai. Le brûleur d'encens était inséré dans le circuit en aval du col sonique.

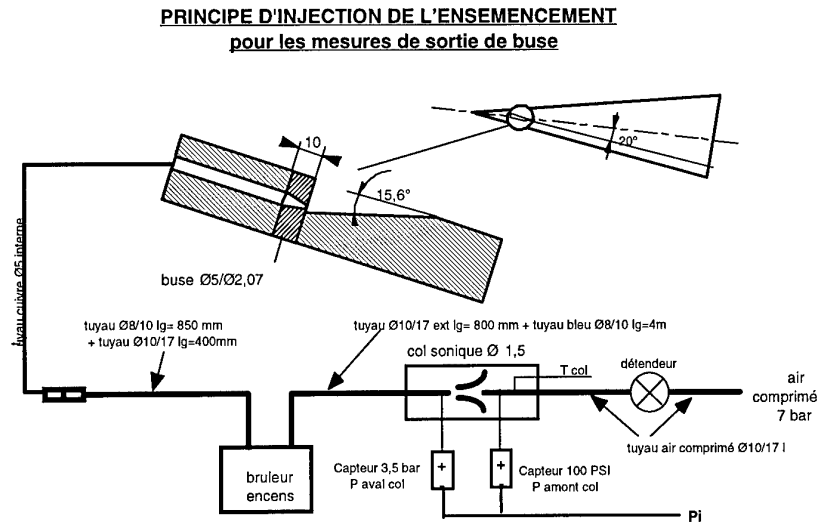


Fig. 3.21 : Configuration d'ensemencement pour les mesures par vélocimétrie laser en sortie de buse.

3.3.2.3.3. Erreurs et incertitudes de mesure

Les erreurs affectant les mesures par vélocimétrie laser ont plusieurs origines bien définies : incertitude sur l'étalonnage du vélocimètre laser (précision sur la mesure de l'interfrange, de l'angle entre les deux directions d'émission, de la fréquence de défilement des franges provoqué par les cellules de Bragg) ; incertitude sur la mesure de la fréquence instantanée du signal capté par les compteurs (dû au passage de chaque particule dans le volume de mesure); incertitude sur le traitement statistique opéré sur les mesures instantanées (influence de la taille de l'échantillon retenu, choix de l'intervalle de confiance de l'estimation, correction de l'effet de biais statistique) ; incertitude due aux bruits électroniques divers, enfin incertitudes liées aux particules et à l'ensemencement.

L'étalonnage de la configuration optique assure la convergence de tous les faisceaux au point de mesure et minimise l'incertitude sur les résultats. Cet étalonnage est effectué en veine en tenant compte des traversées de parois vitrées par les faisceaux dans la zone d'exploration. Il consiste à mesurer les angles des faisceaux au moyen d'un théodolite numérique disposé à proximité du volume de mesure et dont l'axe optique est successivement aligné sur les rayons lumineux. Le passage du repère théodolite au repère soufflerie est défini par la mesure de la direction Y par auto collimation sur une paroi latérale de la veine. Les 12 mesures nécessaires sont répétées 4 fois. Une liaison numérique entre le théodolite et le calculateur HP de la soufflerie permet de recueillir ces mesures, de les traiter, de les moyennner et de fournir la matrice de passage du repère formé par les 3 réseaux de franges au repère soufflerie, ainsi que les 3 valeurs d'interfranges.

Il est en général difficile de définir un nombre pour qualifier la précision des mesures par vélocimétrie laser. En outre, certaines causes d'erreurs ne peuvent être évaluées qu'à partir de la connaissance de la structure aérodynamique que l'on cherche à mesurer. On pourra trouver des descriptions détaillées des différentes causes d'erreurs dans les présentations récentes de Boutier (1999) et Eléna (1999). Pour ce qui concerne les mesures exécutées dans la soufflerie F2, les nombreuses études antérieures permettent d'avancer les incertitudes suivantes (Barberis 2000) :

Erreurs relatives maximales sur les composantes moyennes de la vitesse :

Composante longitudinale	$U/U_{\infty} \sim 3,5\%$
Composante transversale	$V/U_{\infty} \sim 2,3\%$
Composante verticale	$W/U_{\infty} \sim 1,4\%$

Ecarts maximaux pour les composantes normalisées du tenseur de Reynolds :

Tension normale $\overline{u'^2} / U_\infty^2 \approx 0,009$

Tension normale $\overline{v'^2} / U_\infty^2 \approx 0,0026$

Tension normale $\overline{w'^2} / U_\infty^2 \approx 0,0036$

Tension de cisaillement $\overline{u'v'} / U_\infty^2 \approx 0,0025$

Tension de cisaillement $\overline{u'w'} / U_\infty^2 \approx 0,0035$

Tension de cisaillement $\overline{v'w'} / U_\infty^2 \approx 0,0018$

4. ESSAIS AU TUNNEL HYDRODYNAMIQUE

4.1. Remarque générales

En complément des études effectuées en soufflerie, qui forment la partie principale de cette thèse, des essais aux tunnels hydrodynamiques du centre de Châtillon de l'Onera ont été exécutés. Ces expériences sont suffisamment différentes et originales pour être présentées dans un chapitre à part.

Les tunnels hydrodynamiques de l'Onera sont avant tout des instruments de visualisation, leur configuration actuelle ne permettant pas d'effectuer aisément des mesures non intrusives, telles que la vélocimétrie laser ou la vélocimétrie par image de particules, ni des mesures de pression ou bien de forces. Néanmoins, les tunnels donnent des informations qualitatives très précieuses sur le phénomène de l'éclatement tourbillonnaire, comme l'ont montré les nombreuses études de Werlé citées plus haut.

Les essais présents sont inspirés d'études concernant l'éclatement sur des ailes delta de 75° de flèche et de cordes différentes (Sarrazin et Solignac, 1990 ; Sarrazin et Gallon, 1991). Partant de ces résultats, de nouveaux essais ont été exécutés pour étudier l'influence sur la position du point d'éclatement d'un contrôle par soufflage au bord de fuite d'une aile delta. La méthode adoptée est un double soufflage à l'intrados de l'aile, cette étude prolongeant les travaux de Werlé et Fiant (1964), Helin et Watry (1994), Nawrocki (1995), Shih et Ding (1996) et Vorobieff et Rockwell (1998). Ce dispositif permet de simuler les réacteurs d'un avion et ainsi de représenter une solution technologique visant à récupérer une partie du jet des réacteurs pour réaliser le soufflage.

4.2. Description de l'expérience

4.2.1. Les tunnels hydrodynamiques

Le centre de Châtillon dispose de trois tunnels hydrodynamiques verticaux fonctionnant par vidange sous l'action de la pesanteur. La figure 4.1 présente un schéma des installations. Les conditions de fonctionnement optimales sont obtenues après une tranquillisation du réservoir de remplissage. Le tunnel 1 (TH1) a une veine d'essai de section $22 \times 22 \text{ cm}^2$ sur une longueur de 70cm. La structure du réservoir, ainsi que la disposition des rampes d'alimentation en eau, permettent une vitesse d'écoulement à 15cm/s pendant une durée d'environ 2mn. Le tunnel 2 (TH2) a une veine d'essai de section $45 \times 45 \text{ cm}^2$ et de 120cm de long. Il possède deux circuits de vidange : le premier qui permet une vitesse maximale d'écoulement de 25cm/s pendant une durée de 100s (d'où un nombre de Reynolds basé sur la longueur de la veine $Re = 10^5$) ; le second une vitesse maximale de 150cm/s pendant 15s (soit $Re = 6 \times 10^5$). Le tunnel 3 (TH3) a une veine de section $80 \times 80 \text{ cm}^2$ sur une longueur de 80cm. La vitesse maximale d'écoulement y est de 6cm/s pour une durée d'essai de 30s. Ce tunnel est spécialisé pour des études de rotor d'hélicoptère.

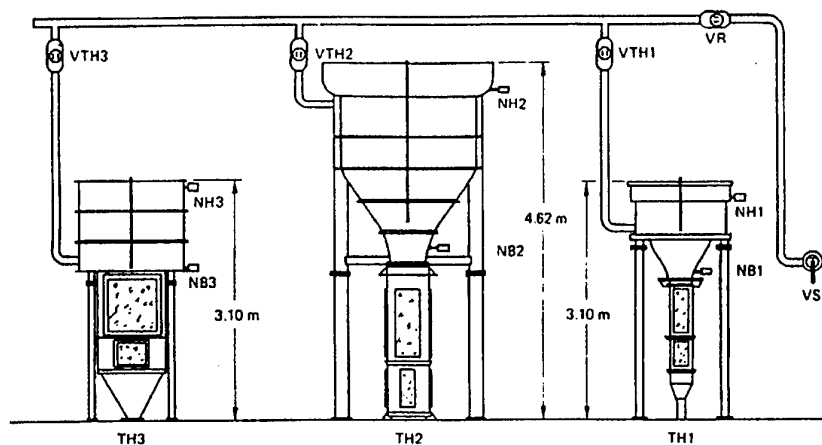


Fig. 4.1 : Les tunnels hydrodynamiques de l'Onera à Châtillon.

Le tunnel TH2 a été utilisé pour ces essais. Il possède un réservoir de 6600 litres associé à un convergent à coefficient de contraction élevé qui lui assure une vitesse uniforme dans la veine d'essai. La chambre de tranquillisation est constituée du réservoir et d'un filtre en nid d'abeille situé à l'entrée du convergent. Ce filtre permet d'amortir les turbulences qui se développent dans la chambre de tranquillisation lors du remplissage. Il est important de noter qu'il est indispensable d'attendre, après chaque remplissage du réservoir qui dure environ 4mn, de 15 à 30mn afin de tranquilliser le fluide. La vidange du réservoir est contrôlée par deux vannes manuelles (une pour chaque circuit) reliées à des débitmètres ; ce qui permet de régler le débit en fonction de la vitesse souhaitée. La veine d'essai est constituée de quatre fenêtres en plexiglas qui permettent des visualisations de l'écoulement par des émissions colorées (lignes d'émission) ou par des bulles d'air (trajectoires). Le tunnel TH2 est équipé d'un système auxiliaire d'injection ou d'extraction de fluide. Pour l'injection, deux circuits séparés, équipés de rotamètres, fournissent un débit total de 1 à 2100cm³/s. Pour l'aspiration, un circuit avec une motopompe peut capter un débit de 1 à 3200cm³/s.

La veine d'essai peut être équipée de différents montages :

- à la paroi, sur mât profilé fixé latéralement ou à l'intrados de la maquette,
- sur dard arrière,
- sur des supports spéciaux permettant des mouvements de rotation et d'oscillation.

Les vitesses des écoulements sont mesurées par débitmètre électromagnétique ou à partir de visualisations.

4.2.2. La maquette

Les essais au tunnel hydrodynamique ont été effectués sur une maquette d'aile delta constituée d'une plaque plane en acier inoxydable de 5mm d'épaisseur avec des bords d'attaques aigus biseautés à 15° côté intrados. L'angle de flèche est de 75°, la corde c de 400mm ; ce qui correspond à une envergure de 214mm au bord de fuite. La géométrie et les caractéristiques principales de la maquette sont précisées sur la figure 4.2.

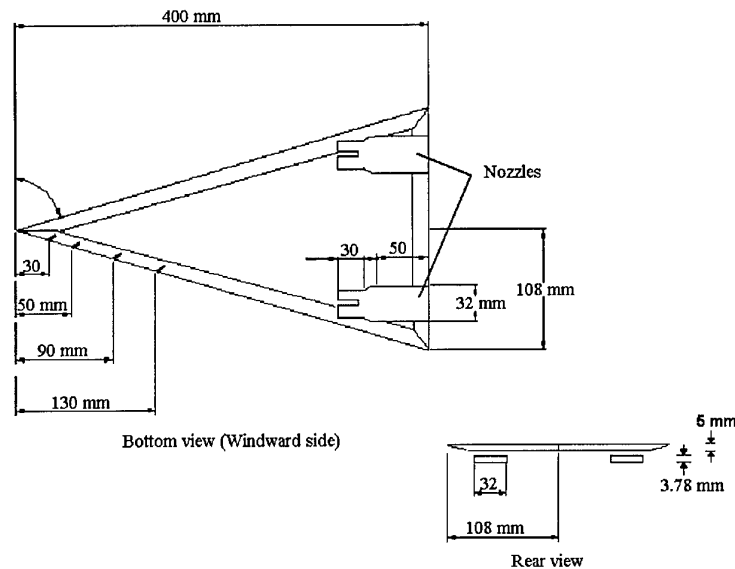


Fig. 4.2 : Maquette de l'aile delta configurée pour le soufflage au bord de fuite.

La maquette est équipée de dix orifices permettant l'émission des colorants, cinq sur chaque côté de l'aile. Les orifices sont situés à l'apex et le long du bord d'attaque à 30, 50, 90 et 130mm de l'apex. Deux dispositifs de soufflage sont fixés sur l'intrados de l'aile. Les sorties des buses (nozzles) d'injection de l'eau sont perpendiculaires au bord de fuite de la maquette et alignées parallèlement à l'intrados dans la direction de l'écoulement amont. Le soufflage est assuré par deux circuits identiques, symétriques et indépendants l'un de l'autre. Les buses ont chacune une section rectangulaire de surface 1,209cm². Rappelons que ce système permet de modifier le gradient de pression au bord de fuite ; ce qui influence la position de l'éclatement.

4.2.3. Montage de la maquette dans la veine de TH2

La maquette est fixée sur la paroi amovible de la veine d'essais par un dard profilé arrière. Le montage permet de régler l'incidence et le dérapage de l'aile delta manuellement (voir Fig. 4.3). L'angle d'incidence est indiqué sur la paroi et le dérapage est réglé visuellement pendant les premiers essais. Cependant, ne disposant pas de moyens pour contrôler avec précision l'incidence et le dérapage, des erreurs dans la mesure de ces angles peuvent apparaître et entraîner des incertitudes dans le traitement et l'interprétation des observations. Les buses situées sur l'intrados de la maquette et le dispositif de distribution du fluide utilisé pour le soufflage sont connectés par des tubes passant à l'intrados de l'aile et le long du dard. Ils sortent de la veine par des orifices pratiqués dans la paroi amovible. Les buses ainsi que le dispositif de soufflage ne sont pas représentés sur la figure 4.3.

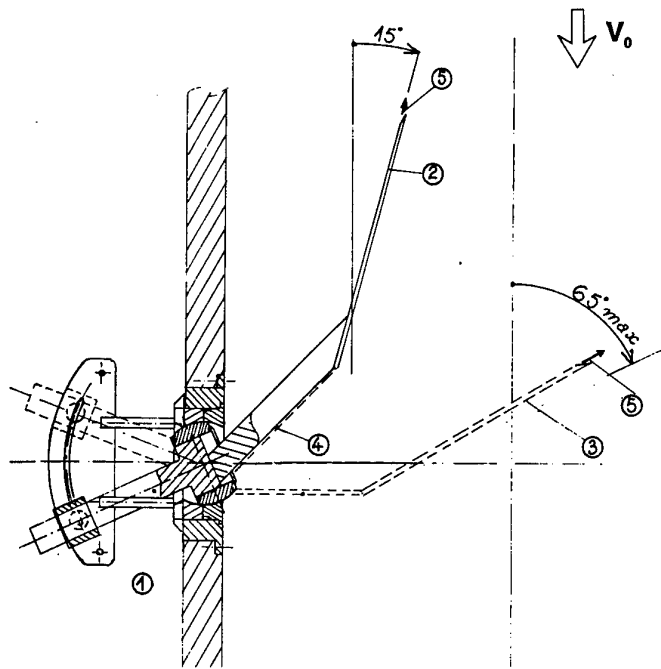


Fig. 4.3 : Montage à TH2 (1) Mécanisme pour régler l'incidence de la maquette. (2) Aile delta à 15° d'incidence. (3) Aile delta à 65° d'incidence. (4) Dard profilé arrière. (5) Apex de la maquette.

4.3. Moyens de visualisation

Les visualisations s'effectuent par émission de colorants composés de particules de silicone en suspension dans de l'eau et de gouaches de différentes couleurs (bleu, rouge, vert, etc.). La densité du colorant est égale à la densité de l'eau pour éviter les effets de flottaison. Les réservoirs de colorants sont situés au même niveau que le réservoir d'eau du tunnel. L'alimentation s'effectue par gravité dans des tuyaux jusqu'au panneau de contrôle où le débit de chaque colorant est réglé par une vanne. Ces colorants sont émis par les orifices placés de chaque côté de la maquette. Le réglage du débit des colorants permet d'optimiser la visualisation du phénomène d'éclatement sans modifier l'écoulement.

L'écoulement est éclairé par des projecteurs à lentille de Fresnel équipés de diaphragmes à fentes pour obtenir de minces tranches de lumière. Dans ce type de tunnel, il est également possible de faire des visualisations par bulles d'air ou d'hydrogène. Ces traceurs n'ont pas été employés au cours de la présente campagne d'essais.

La première partie de la campagne d'essais a été enregistrée par un caméscope vidéo de format 8mm (72 plans de 30s), la seconde partie par une caméra professionnelle de format BVU (68 plans de 30s). Par la suite, ces deux enregistrements ont été transférés sur deux cassettes de format VHS qui permettent le dépouillement, le traitement et l'exploitation des données à une fréquence de 25Hz (25 clichés par seconde). Enfin, des photographies de l'écoulement ont été prises (18 clichés). Les caméras et l'appareil photo sont disposés perpendiculairement à la veine d'essai et parallèlement à l'écoulement, à une hauteur correspondant à la maquette sans incidence.

Afin de s'assurer que l'on est bien en régime établi et de pouvoir comparer facilement les résultats, tous les essais ont été effectués entre deux hauteurs d'eau fixées, dont la première correspond au début de l'enregistrement et la seconde à la fin de l'essai. L'enregistrement d'une mire, placée sur l'extrados de l'aile, a permis de définir une échelle et de négliger l'angle entre la caméra et l'extrados de l'aile. Par ailleurs, les positions sont adimensionnées par la corde de l'aile mesurée sur l'image vidéo. Une analyse cliché par cliché de la position par rapport à l'apex du point d'éclatement sur l'aile, côté gauche X_{bg} et côté droit X_{bd} , a été réalisée sur une durée d'enregistrement de 30s. L'incertitude de la distance mesurée est estimée à 2mm. Cette incertitude est due à l'imprécision de l'image du repère sur l'écran et à l'évaluation à l'œil de la position du point d'éclatement.

4.4. Résultats

4.4.1. Cas nominal, sans soufflage

L'écoulement tourbillonnaire a été étudié aux angles d'incidence de 20° , 27° , 30° et 35° . Tous les essais ont été exécutés à des vitesses amont U_∞ de 10cm/s et 20cm/s ($Re_c = 4 \times 10^5$ et 8×10^5 respectivement).

La figure 4.4 montre la position du point d'éclatement X_b/c sur l'extrados en fonction du temps pour les conditions nominales avec $U_\infty = 10\text{cm/s}$ et une incidence $\alpha = 35^\circ$. La valeur X_b/c égale à 1 correspond à une position de l'éclatement situé au niveau du bord de fuite de l'aile, ou en aval de celui-ci. Une valeur égale à zéro indique un éclatement à l'apex de l'aile. Ce tracé met en évidence des oscillations de la position du point ayant une amplitude de 5% de la corde autour d'une position moyenne. Ce tracé montre aussi que les positions d'éclatement droite et gauche ne sont pas symétriques ; ce qui peut être du à une mise en dérapage de la maquette dans la veine d'essai.

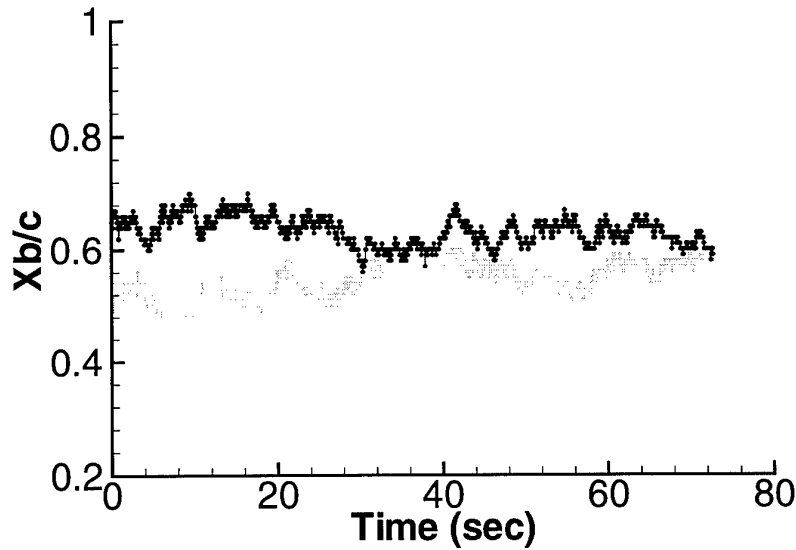


Fig. 4.4 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$ et $\alpha = 35^\circ$, sans contrôle. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.

La figure 4.5 présente la position moyenne temporelle \bar{X}_b/c du point d'éclatement. Elle permet de comparer les résultats obtenus en configuration nominale pour des incidences $\alpha = 27^\circ, 32^\circ, 34^\circ, 35^\circ$ et 40° et pour les vitesses $U_\infty = 10$ et 20cm/s . Les positions moyennes \bar{X}_b/c sont obtenues à partir de 1500 valeurs instantanées. Les valeurs de \bar{X}_b/c , gauche et droite, sont reliées par des lignes pour faciliter l'interprétation des résultats relatifs à chaque condition d'essai. Cette figure met aussi en

évidence la dissymétrie de la position du point d'éclatement. L'examen des résultats pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$ montre que le point d'éclatement se rapproche de l'apex de l'aile lorsque l'incidence augmente. A une incidence de 27° , les \bar{X}_b/c , gauche et droite, varient de 0,8 à 0,94. Pour une incidence de 35° , les éclatements sont plus proches de l'apex et les valeurs de \bar{X}_b/c sont comprises entre 0,63 et 0,55. A $\alpha = 40^\circ$, la tendance se poursuit avec des valeurs de \bar{X}_b/c dans l'intervalle 0,28 - 0,35. Les résultats sont similaires pour une vitesse amont de 20cm/s , ce qui confirme

l'insensibilité de la position du point d'éclatement au nombre de Reynolds. Sur la partie droite de cette figure, sont représentés les écarts-types côté gauche et côté droit de l'aile qui correspondent aux variations de la position du point d'éclatement autour de la valeur moyenne. Ces valeurs sont assez constantes pour toutes les incidences et vitesses considérées, avec toutefois une légère tendance à diminuer avec l'augmentation de la vitesse amont.

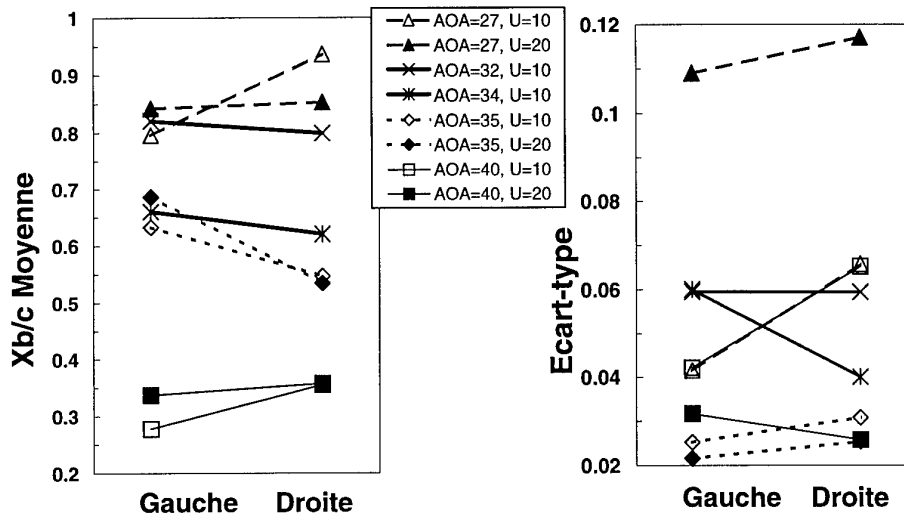


Fig. 4.5 : Positions moyennes du point d'éclatement en fonction de l'incidence et de la vitesse amont et écarts-types correspondants. Sans soufflage.

4.4.2. Soufflage au bord de fuite

Les soufflages utilisés pour cette campagne ont été définis pour avoir des rapports $V_R = [\text{vitesse de soufflage}/\text{vitesse amont}]$ de 5, 10 et 15 de chaque côté. Ces valeurs correspondent à des débits de soufflage de 60,45, 120,9 et 181,3cm³/s pour une vitesse amont U_∞ de 10cm/s et de 120,9, 241,8 et 362,7cm³/s pour $U_\infty = 20\text{cm/s}$. Le soufflage a été mis en marche avant chaque essai pour assurer l'établissement des jets et éviter des délais temporels et des effets instationnaires associés à des instabilités dans le débit injecté.

L'influence d'un soufflage dissymétrique, puis symétrique, pour les conditions d'essais $\alpha = 35^\circ$ et $U_\infty = 10\text{cm/s}$ est analysée dans ce qui suit. Les résultats obtenus aux autres incidences et vitesses amont ont suivi les mêmes tendances ; ils ne seront donc pas présentés. Tous les résultats avec soufflage sont comparés à ceux des figures 4.4 et 4.5 qui représentent les données de cas nominaux, sans soufflage.

Les premiers essais ont été effectués avec un soufflage symétrique, les débits sortant de chaque buse étant identiques. Les configurations de soufflage dissymétriques ont été réalisées par arrêt du débit sortant de l'une des buses. Les tracés en fonction du temps des positions d'éclatement pilotées par le soufflage sont présentés sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8. Chaque figure présente les trois configurations de soufflage pour un même rapport vitesse de soufflage/vitesse amont (soit $V_R = 5, 10$ et 15). Comme pour la figure 4.4, les valeurs de \bar{X}_b / c gauche sont indiquées par une ligne noire et les valeurs droite par une ligne grise. Les positions d'éclatement droite et gauche représentées Figs. 4.6, 4.7 et 4.8 ont été également moyennées en temps et les résultats de l'opération sont tracés sur la figure 4.9. Les valeurs de \bar{X}_b / c , gauche et droite, sont reliées par des lignes pour faciliter l'interprétation des résultats relatifs à chaque condition de soufflage.

4.4.2.1. Influence du soufflage pour le rapport de vitesses $V_R = 5$

La figure 4.6 contient trois tracés relatifs à un rapport V_R égal à 5. La figure 4.6a montre l'influence d'un soufflage dissymétrique avec un débit nul côté droit et égal à $60,45\text{cm}^3/\text{s}$ côté gauche. En comparant ce tracé avec la figure 4.4, on constate que le soufflage à gauche fait reculer l'éclatement du tourbillon gauche. Maintenant, l'abscisse \bar{X}_b / c pour le tourbillon gauche vaut 0,71 ; ce qui représente un déplacement de 8% de corde en direction du bord de fuite. En revanche, ce soufflage

à gauche fait remonter l'éclatement du tourbillon droit vers l'apex, son abscisse \bar{X}_b / c valant 0,40 ; ce qui représente un déplacement vers l'amont de 15% de corde.

La figure 4.6b montre l'influence d'un soufflage dissymétrique inverse du cas précédent. On observe que l'abscisse \bar{X}_b / c pour le tourbillon droit est égale à 0,70 quand il y a soufflage ; donc l'éclatement a été déplacé vers le bord de fuite de 15% de corde. Comme dans le cas précédent, l'éclatement du tourbillon gauche, qui n'est pas sous l'influence directe du contrôle, est remontée vers l'apex, l'abscisse \bar{X}_b / c valant 0,51, soit un déplacement de 10% de corde en direction de l'amont.

La figure 4.6c, montre l'influence d'un soufflage symétrique. Ici, les deux éclatements reculent, l'abscisse \bar{X}_b / c pour le tourbillon gauche étant égale à 0,66 et celle du tourbillon droit à 0,57. Les deux éclatements ont donc été déplacés vers le bord de fuite de 3% de corde.

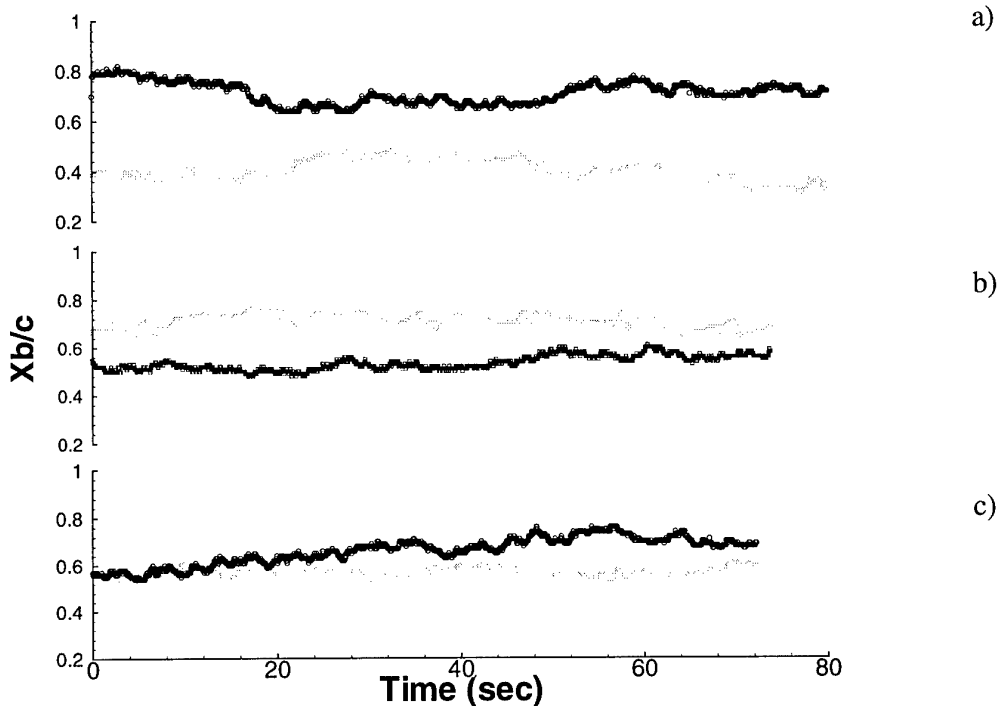


Fig. 4.6 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_{\infty} = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^{\circ}$, $V_R = 5$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.

4.4.2.2. Influence du soufflage pour le rapport de vitesses $V_R = 10$

La figure 4.7 représente les trois mêmes configurations de soufflage que celles de la figure. 4.6, mais, dans ce cas, le débit est porté à $120,9\text{cm}^3/\text{s}$, ce qui donne un rapport de vitesses $V_R = 10$. La figure 4.7a montre l'influence d'un soufflage dissymétrique avec soufflage nul côté droit et non nul à gauche. En comparant ce tracé avec la figure 4.4, on observe que les éclatements gauche et droit sont, tous deux, remontés vers l'apex. L'abscisse \bar{X}_b / c du tourbillon gauche est de 0,61 et celle du droit de 0,51. Les points d'éclatements ont ainsi été déplacés vers l'amont, respectivement, de 2% et 4% de corde. Du fait de l'incertitude sur les mesures (2% de corde sur la mesure de la position de l'éclatement), on ne peut pas affirmer que l'éclatement côté gauche s'est déplacé.

La figure 4.7b montre l'influence d'un soufflage dissymétrique inverse du cas précédent. L'éclatement du tourbillon droit a reculé, son abscisse \bar{X}_b / c devenant égale à 0,63 ; ce qui traduit un déplacement vers le bord de fuite de 9% de corde. Dans ce cas, l'éclatement du tourbillon gauche, qui n'est pas sous l'influence directe du contrôle, est remonté vers l'apex sur une distance de 26% de corde.

La figure 4.7c, montre l'influence d'un soufflage symétrique. Maintenant, les éclatements ont tous deux avancé, l'abscisse \bar{X}_b / c pour le tourbillon gauche étant égale à 0,45 et celle du droit à 0,52. Les éclatements se sont donc respectivement déplacés de 18% et 3% de corde en direction de l'apex.

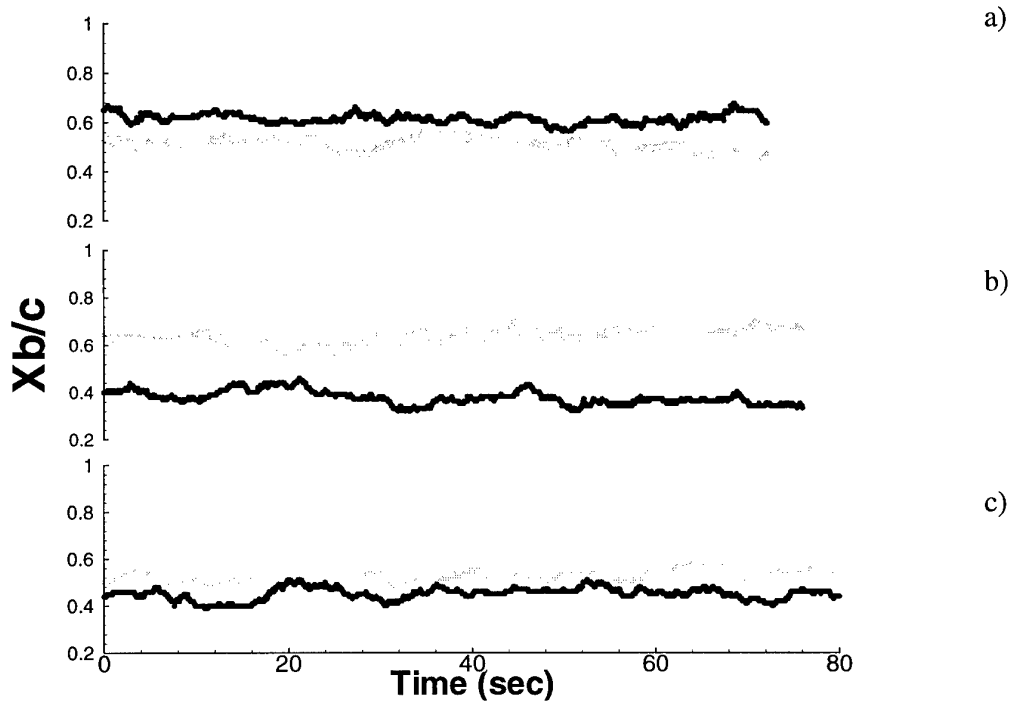


Fig. 4.7 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$, $V_R = 10$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.

4.4.2.3. Influence du soufflage pour le rapport de vitesses $V_R = 15$

La figure 4.8 représente les trois mêmes configurations de soufflage que pour les figures. 4.6 et 4.7, mais avec un débit de soufflage porté à $181,35\text{cm}^3/\text{s}$, d'où une valeur $V_R = 15$. La figure 4.7a montre l'influence d'un soufflage uniquement côté gauche. On observe que l'éclatement du tourbillon gauche a reculé, son abscisse \bar{X}_b / c étant égale à 0,66, ce qui donne un déplacement de 3% de corde en direction du bord de fuite. Dans ce cas, la position d'éclatement du tourbillon droit, qui n'est pas sous l'influence direct du contrôle, est remontée vers l'apex sur une distance de 25% de corde.

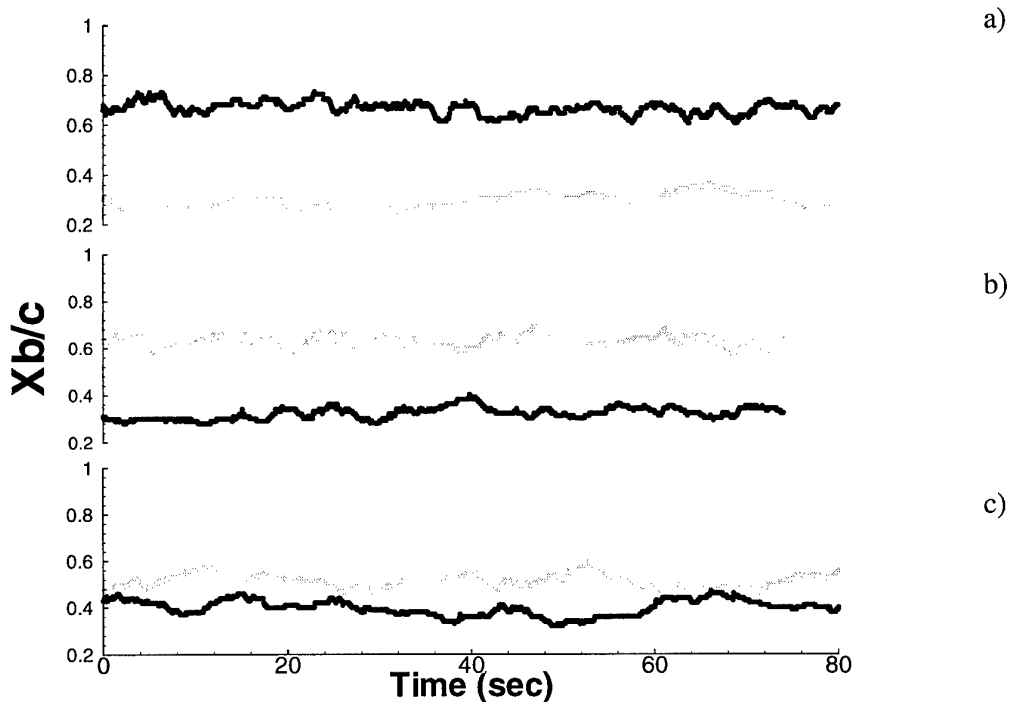


Fig. 4.8 : Position de l'éclatement en fonction du temps pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$, $V_R = 15$. (a) Soufflage dissymétrique à gauche. (b) Soufflage dissymétrique à droite. (c) Soufflage symétrique. Gauche = ligne noire. Droite = ligne grise.

La figure 4.8b montre l'influence d'un soufflage dissymétrique inverse du cas précédent. L'abscisse \bar{X}_b / c pour le tourbillon droit est égale à 0,63, soit un déplacement de 9% de corde en direction du bord de fuite. Dans ce cas, l'éclatement du tourbillon gauche, qui n'est pas sous l'influence directe

du contrôle, est remonté vers l'apex d'environ 31% de corde. La figure 4.8c, montre l'influence d'un soufflage symétrique. Les éclatements ont ici tous deux avancé vers l'apex, de 23% de corde pour le tourbillon gauche, de 4% pour le droit.

4.4.2.4. Bilan des effets étudiés

La figure 4.9 est un bilan des figures 4.6, 4.7 et 4.8 qui met en évidence l'influence du soufflage sur la position d'éclatement. Elle représente les moyennes temporelles des positions d'éclatement (à peu près 1500 données instantanées pour chaque point). Les deux points marqués par des "X", et reliés par une ligne en gras, sont les abscisses \bar{X}_b/c , gauche et droite, du cas nominal. Il existe une dissymétrie entre ces deux positions probablement due à un dérapage favorisant l'éclatement à gauche. Les symboles vides montrent les positions moyennes d'éclatement sous l'effet de soufflage dissymétrique à gauche et les symboles noirs les positions sous l'influence de soufflage dissymétrique à droite. Enfin, les trois paires de symboles gris représentent les \bar{X}_b/c avec soufflage symétrique.

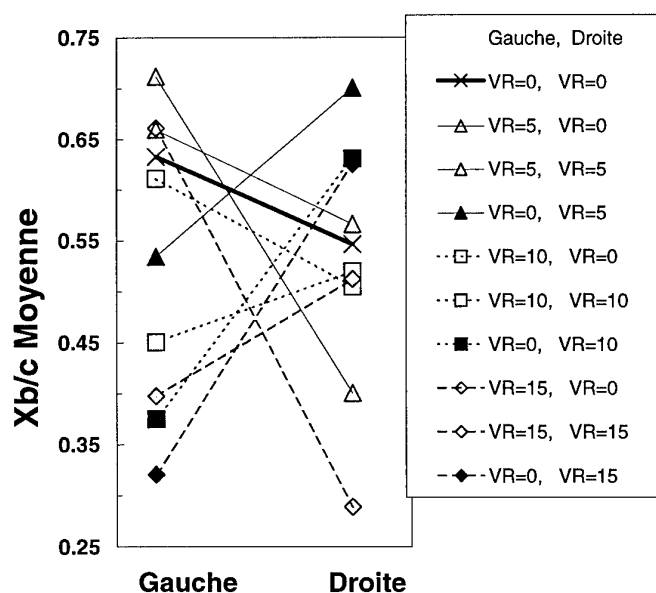


Fig. 4.9 : Positions moyennes de l'éclatement pour $U_\infty = 10\text{cm/s}$, $\alpha = 35^\circ$ et $V_R = 5, 10$ et 15 en configurations symétrique et dissymétrique.

Les trois résultats avec soufflage à gauche sont reliés par un segment à pente négative entre les points gauche et droite, ce qui montre que les éclatements sous contrôle sont toujours plus aval que ceux sans contrôle. Il en est de même pour les trois cas de soufflage à droite. Donc, pour les conditions de soufflage dissymétriques, les positions d'éclatement du côté sous contrôle sont déplacées vers le bord de fuite, par rapport à la position moyenne du cas nominal, à l'exception du cas où $V_R = 10$ du côté gauche. De la même manière, les positions moyennes du côté sans contrôle sont toutes déplacées vers l'apex.

Les résultats relatifs au soufflage symétrique sont indiqués par les symboles gris sur la figure 4.9. Sous l'influence du soufflage symétrique avec un rapport V_R égal à 5, les positions X_b/c des deux tourbillons sont déplacées vers l'aval de 3 à 5% de corde. Avec une augmentation de V_R jusqu'à 10, puis à 15, les positions d'éclatement ont systématiquement remonté vers l'apex. Pour le même type de soufflage (symétrique), l'évolution des positions d'éclatement moyennes en fonction de V_R est identique à $U_\infty = 20\text{cm/s}$ et $U_\infty = 10\text{cm/s}$. Ces résultats confirment, une fois encore, la faible influence du nombre de Reynolds sur l'éclatement et son contrôle. Dans ce cas, un trop grand accroissement d'un débit de soufflage symétrique au bord de fuite a une influence négative. Cette avancée de l'éclatement est associée à l'augmentation du gradient de pression résultant de l'effet d'obstacle des jets, gradient jouant un rôle essentiel comme il a déjà été dit.

4.5. Discussion

Dans les études de soufflage au bord de fuite faites par d'autres auteurs, les maquettes et les buses sont largement différentes ; ce qui rend difficile une comparaison directe de l'influence du soufflage sur l'éclatement. De plus, certaines de ces expériences ont été effectuées avec des buses orientables

permettant un soufflage sous des angles variés. Egalement, tout le monde n'a pas calculé le coefficient de quantité de mouvement de soufflage C_μ en utilisant les mêmes expressions ; ce qui complique encore les comparaisons. Si on prend une définition commune $C_\mu = Q_m V_{jet} / q_\infty S_{aile}$, les valeurs maximales de C_μ sont : 1,54 pour Helin (1994) et Nawrocki (1995) ; 5,26 pour Shih et Ding (1996) ; 0,26 pour Vorobieff et Rockwell (1998) et 2,54 pour les présentes expériences. Seuls Shih et Ding ont effectué des essais avec un coefficient de soufflage plus élevé.

En revanche, le rapport V_R maximal réalisé dans les essais de Shih et Ding (1996) était égal à 8. Pour $V_R = 5$, leurs résultats montrent un déplacement de l'éclatement en direction du bord de fuite compris entre 5% et 10% de corde, quel que soit le type de contrôle (dissymétrique ou symétrique). Les présents résultats mettent en évidence une efficacité du contrôle symétrique analogue à celle observée dans les expériences de ces auteurs. Il faut noter que les résultats venant des essais d'autres auteurs présentent les positions moyennes d'éclatement sans expliquer la manière dont elles ont été calculées (nombre de points de données, temps d'acquisition, etc.). Il n'est pas non plus précisé si les positions ont été acquises d'un côté de l'aile ou des deux. En revanche, les expériences avec des buses orientables mettent en évidence la capacité de ces buses à manipuler séparément les positions d'éclatement sur l'extrados de l'aile. Les résultats montrent aussi que, pour un rapport V_R fixé, plus on augmente l'angle de soufflage par rapport à l'extrados de l'aile, meilleure est l'efficacité.

Les résultats déjà publiés suggèrent que, plus on augmente la vitesse de soufflage ou le débit de soufflage, plus on peut déplacer l'éclatement vers le bord de fuite. Les présents résultats confirment cette tendance, l'éclatement sous contrôle ayant été déplacé vers l'aval pour toutes les conditions de soufflage dissymétrique. En revanche, l'éclatement hors contrôle est remonté vers l'apex pour tous

les soufflages dissymétriques. Donc, il y a un effet adverse, probablement dû au gradient de pression qui, au bord de fuite, modifie la structure tourbillonnaire du côté sans contrôle. On peut envisager que le jet influence la structure de l'écoulement derrière l'aile d'une façon telle qu'une compression plus forte se produise sur l'autre moitié de l'aile. Ce point de vue mériterait d'être conforté par des expériences supplémentaires ou éventuellement des calculs.

Avec un soufflage symétrique, les présents résultats montrent que l'influence du soufflage sur l'éclatement reste positive jusqu'à une valeur limite de V_R . Au-delà, le soufflage symétrique a une influence négative en faisant remonter l'éclatement vers l'apex. Cette limite est située entre $V_R = 5$ et $V_R = 10$, l'influence du soufflage symétrique à $V_R = 5$ étant positive alors qu'elle est négative pour $V_R = 10$. Ces résultats vont à l'encontre des constatations et des données publiées par d'autres auteurs qui n'ont jamais effectué des essais avec des V_R suffisants pour pouvoir mettre en évidence cette limite. Ces résultats laissent supposer qu'il existe une limite sur l'efficacité du soufflage symétrique au bord de fuite.

Cette technique de contrôle a montré sa capacité à piloter les positions d'éclatement sur l'extrados. Son efficacité dépend du débit de soufflage, de la configuration des buses et de l'orientation du soufflage. Malgré l'analogie entre les buses au bord de fuite et les réacteurs d'un avion, les résultats de ces essais ne permettent pas d'envisager un usage pratique de cette technique pour le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire. Une efficacité véritable de cette méthode implique une orientation convenable des jets (Shih et Ding 1996). Il va donc en résulter, d'une part une perte de poussée, d'autre part des contraintes technologiques lourdes imposées par le mécanisme de déflexion des tuyères.

4.6. Conclusions

Le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire par soufflage a été étudié au tunnel hydrodynamique sur une aile delta de 75° de flèche munie de deux buses placées au bord de fuite. Le soufflage a été pratiqué en configurations symétrique (les mêmes débits sortant les deux buses) et dissymétrique (une buse avec un débit nul). Le contrôle dissymétrique a déplacé vers l'aval l'éclatement sous contrôle, pour toutes les conditions de soufflage. En revanche, l'éclatement sans contrôle est remonté vers l'apex pour les mêmes conditions. Avec un soufflage symétrique, les résultats montrent que l'influence sur l'éclatement reste positive jusqu'à une valeur limite de V_R . Au-delà de cette limite, le soufflage symétrique fait remonter l'éclatement vers l'apex de l'aile.

5. CAS NOMINAL

5.1. Remarques générales

Le champ aérodynamique se développant au-dessus de l'aile a été étudié dans le cas nominal, c'est-à-dire sans contrôle. L'objet de cette partie de l'étude expérimentale est d'examiner en détail les caractéristiques de l'écoulement tourbillonnaire et de son éclatement. Ces données fournissent de nouveaux renseignements sur l'écoulement permettant de mieux comprendre des propriétés encore peu mises en évidence par les méthodes expérimentales et qui aident à la compréhension des phénomènes (spécifiquement les mesures dans la nappe de cisaillement dont l'enroulement forme les tourbillons). Par ailleurs, les présents résultats sont comparés à des expériences similaires pour vérifier les résultats publiés antérieurement. Enfin, cet examen du cas nominal établit une base de données devant servir de références pour les expériences avec contrôle. Cette base permettra de comprendre le mécanisme du contrôle par soufflage et son influence sur le tourbillon, ainsi que sur la position de l'éclatement.

Les expériences ont été réalisées sur une aile delta de 70° d'angle de flèche, placée dans un écoulement subsonique incompressible. Les essais ont été exécutés sous les conditions ambiantes de pression et de température, pour des vitesses amont U_∞ comprises entre 15 et 40m/s, pour les tomoscopies laser et les visualisations pariétales, et des vitesses U_∞ variant de 10 à 75m/s pour les relevés de pression pariétale. A cette gamme de vitesses, correspond un nombre de Reynolds calculé avec la corde de l'aile ($c = 950\text{mm}$) allant de $6,54 \times 10^5$ à $4,91 \times 10^6$. Des angles d'incidence α variant entre 20° et 40° ont été étudiés par tomoscopie laser, visualisations pariétale et mesure des

pressions à la paroi. Les mesures par vélocimétrie laser ont été effectuées pour des vitesses amont de 24 et 40m/s et des incidences de 26°, 27° et 30°.

En premier lieu, la position de l'éclatement sur l'aile a été détectée au moyen de tomoscopies laser. Ces résultats ont permis de déterminer la position moyenne de l'éclatement, ainsi que la fréquence d'oscillation longitudinale de l'éclatement autour du point moyen.

Les visualisations pariétales ont permis de définir le spectre des lignes de frottement pariétal, dont l'examen révèle les lignes de séparation ou d'attachement de l'écoulement. Ces lignes particulières sont la trace sur la surface de la maquette des décollements et des tourbillons qui se développent dans le champ aérodynamique tridimensionnel. A partir de ces visualisations, on recherche des indications sur l'influence de l'éclatement sur les spectres pariétaux en utilisant les résultats de la tomoscopie laser comme repère.

Les mesures de pression pariétale avaient pour objectif de déterminer l'influence des tourbillons sur le champ de pression, permettant ainsi d'évaluer les efforts agissant sur l'extrados de l'aile et aussi de détecter la position du point d'éclatement.

La vélocimétrie laser tridirectionnelle a permis des mesures moyennées du champ de vitesse autour de l'aile. Ces mesures ont été exécutées dans l'écoulement tourbillonnaire en amont de l'éclatement, dans la région de l'éclatement et en aval de ce dernier, dans la zone de recirculation.

5.2. Visualisations par tomoscopie laser

Les tomoscopies laser ont été exécutées dans le but de déterminer la position de l'éclatement des tourbillons principaux en fonction de l'incidence de la maquette. Des photographies et des vidéos ont mis en évidence le développement des tourbillons sur l'extrados de l'aile. L'analyse quasi-qualitative des images de tomoscopie laser permet l'identification des positions moyenne et instantanée de l'éclatement. La position instantanée est représentée par X_b qui est la distance entre l'apex de l'aile et le début de l'éclatement, suivant la direction X . La distance X_b est mesurée sur chaque photographie, ou sur les films vidéo, en utilisant, soit un repère tracé sur l'extrados de l'aile, soit une mire placée dans le plan laser enregistré. Compte tenu de la taille des maquettes et de la nature du phénomène, l'incertitude des mesures est de l'ordre de 1% de la corde. Les abscisses relatives aux tourbillons gauche et droit sont respectivement dénommées X_{bg} et X_{bd} . Ces valeurs sont adimensionnées par la corde c de l'aile, donnant une abscisse X_b/c qui représente la position de l'éclatement sur l'extrados de l'aile en pourcentage de la corde. Cette grandeur prend la valeur zéro à l'apex de l'aile et la valeur un au bord de fuite. La moyenne temporelle de plusieurs valeurs de X_b/c est indiquée par le symbole $\overline{X_b}/c$.

Une vue supérieure longitudinale de tomoscopie laser a été déjà présentée Fig. 3.16. Cette image montre le développement du tourbillon gauche depuis l'apex jusqu'à la zone de recirculation près du bord de fuite. Ces résultats, et d'autres similaires, permettent la localisation, en fonction de l'angle d'incidence, du cœur du tourbillon suivant l'axe Z ainsi que de la position de l'éclatement X_b/c . Guy *et. al.* (2000) ont constaté que l'angle entre l'extrados de l'aile et le cœur - ou axe - du tourbillon est une fonction de l'incidence (cet angle vaut sensiblement $0,26\alpha$). A une incidence $\alpha = 27^\circ$, cet angle est de 7° et à $\alpha = 30^\circ$, il vaut $7,8^\circ$, ce qui confirme l'hypothèse.

Deux images d'une vue transversale de tomoscopie laser sont présentées sur la figure 5.1. Les deux plans sont perpendiculaires à l'extrados et à la corde pour les positions X/c égales à 0,63 et 0,74. Ils correspondent aux conditions : $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 26^\circ$. La figure 5.1a montre le tourbillon principal en amont de l'éclatement. On observe le décollement de la nappe de cisaillement au bord d'attaque et son enroulement autour du cœur de chaque tourbillon qui est représenté par une tache noire, sans particules d'ensemencement. La figure 5.1b montre l'apparition de l'éclatement et de la zone de recirculation. Ces visualisations ne permettent pas de définir avec précision la position du point d'éclatement du fait des oscillations de ce point. Toutefois, on distingue la différence entre un tourbillon non-éclaté et un tourbillon éclaté par la densité d'ensemencement dans le cœur du tourbillon, les particules de traceur étant mieux dispersées dans la zone de recirculation. Ces résultats, et d'autres similaires, permettent la localisation du cœur du tourbillon suivant les axes horizontaux (Y) et verticaux (Z) pour les différentes incidences.

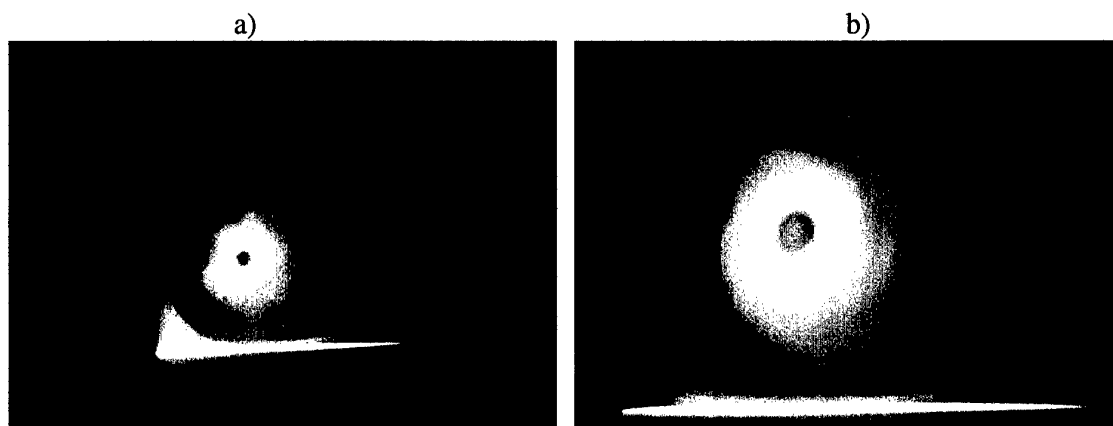


Fig. 5.1 : Cas nominal sans contrôle. Tomoscopie laser transversale montrant les deux tourbillons principaux pour : $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 26^\circ$. (a) en amont de l'éclatement à $X/c = 0,63$ (b) dans la zone d'éclatement à $X/c = 0,74$.

La plupart des données de tomoscopie laser présentées et analysées dans cette thèse sont des coupes longitudinales. Ces visualisations permettent de voir les tourbillons se développant sur les côtés

droit et gauche de l'aile. La tomoscopie longitudinale utilise un plan d'illumination incliné d'environ 7° par rapport à l'extrados de l'aile, coupant les axes des deux tourbillons.

Les tomoscopies ont été réalisées pour les vitesses amont de 15 à 40m/s et des incidences comprises entre 20° et 40° . On a observé qu'à $\alpha = 20^\circ$ que l'éclatement ne se produit pas sur l'extrados de l'aile de 70° de flèche, mais dans l'écoulement en aval du bord de fuite. A $\alpha = 40^\circ$, l'éclatement survient près de l'apex où il est difficile de l'identifier. La figure 5.2 montre deux photographies instantanées de tomoscopies longitudinales obtenues pour $\alpha = 27^\circ$ et 30° à $U_\infty = 24\text{m/s}$. Ces images sont des exemples de ce qui est observé à chaque image du film vidéo. Dans le cas de la figure 5.2, le repère de distance est indiqué directement sur l'extrados de l'aile. On observe une dissymétrie de la position du point d'éclatement pour les deux images.

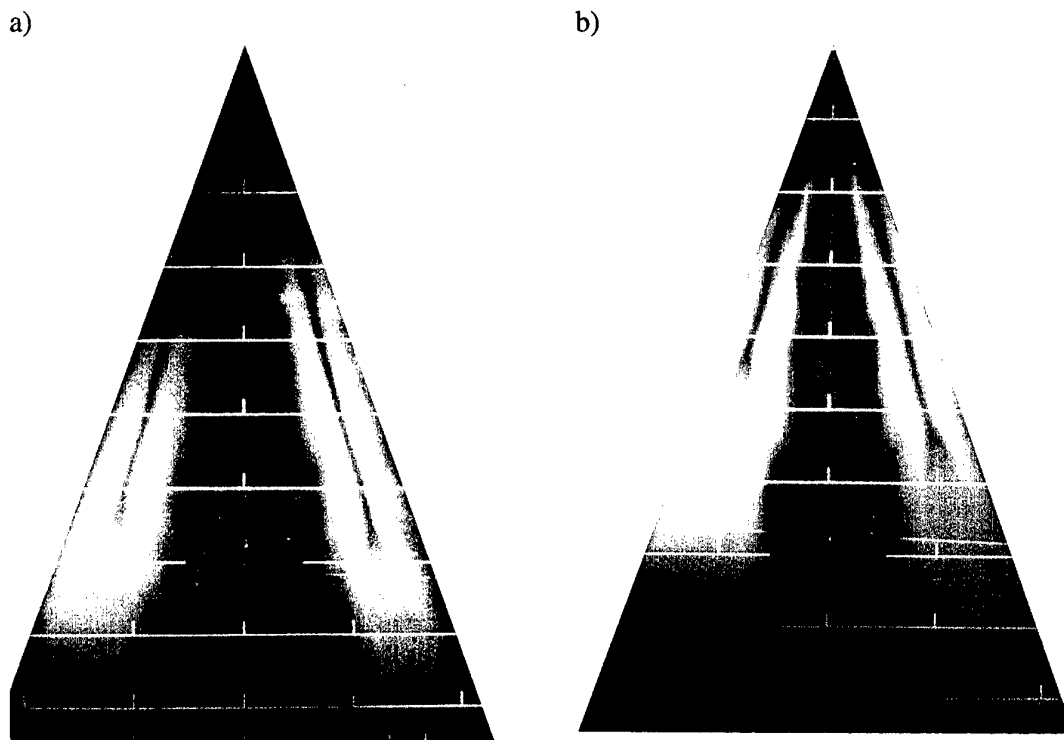


Fig. 5.2 : Cas nominal sans contrôle. Photographies instantanées de tomoscopies laser longitudinales obtenues pour $\alpha = 27^\circ$ et 30° et $U_\infty = 24\text{m/s}$.

Compte tenu des oscillations longitudinales et des dissymétries de la position du point d'éclatement observées sur les photographies et les images vidéo, il paraît important d'analyser "l'histoire temporelle" de la position de l'éclatement pour mieux comprendre et mieux décrire le phénomène. Ainsi, les vidéos ont été analysées image par image pour les différentes conditions d'essais.

L'évolution temporelle de la position du point d'éclatement est analysée en effectuant une étude détaillée de la vidéo enregistrée à l'aide d'un caméoscope Sony à une fréquence de 50 images par seconde. Pour chaque condition d'essai, 2mn de vidéo ont été enregistrées pour ce type d'analyse. Pour permettre une bonne résolution en fréquence des oscillations du point d'éclatement, il était nécessaire de traiter les résultats sur une longue durée. Mais, plus la durée d'analyse est longue, plus la quantité de données à traiter est importante. Il est donc nécessaire de faire un compromis résolution fréquentielle/temps de traitement. Dans le cas de l'étude, le traitement a été effectué sur un enregistrement d'une durée d'une minute, ce qui correspond à une résolution minimale en fréquence de 0,0168Hz. La résolution de la plus haute fréquence dépend de la vitesse d'enregistrement de la vidéo. Une analyse des mesures effectuée à 50 et à 25 images par seconde n'a montré aucune différence dans les spectres. Une vitesse d'enregistrement de 25 images par seconde a été choisie, ce qui limite la fréquence maximale de l'analyse à 12,5Hz.

Les positions d'éclatement instantanées (X_b/c) gauche et droite sont tracées en fonction du temps. Tous ces tracés ne sont pas présentés ici, sauf certains cas jugés typiques des tendances observées dans la plupart des essais. Dans les tracés qui suivent, les points et les lignes noirs représentent les positions instantanées de l'éclatement côté gauche X_{bg}/c , et les points et lignes grises les positions instantanées côté droit X_{bd}/c . Les résultats sont tracés pour une période d'enregistrement de 60s.

Les figures 5.3 et 5.4 présentent les résultats observés à $\alpha = 27^\circ$ et 30° pour $U_\infty = 15, 24$ et 40m/s . Ces résultats, provenant des essais préliminaires effectués dans la soufflerie S2Ch, donnent une vue globale de l'oscillation de la position du point d'éclatement et des interactions entre les deux tourbillons principaux.

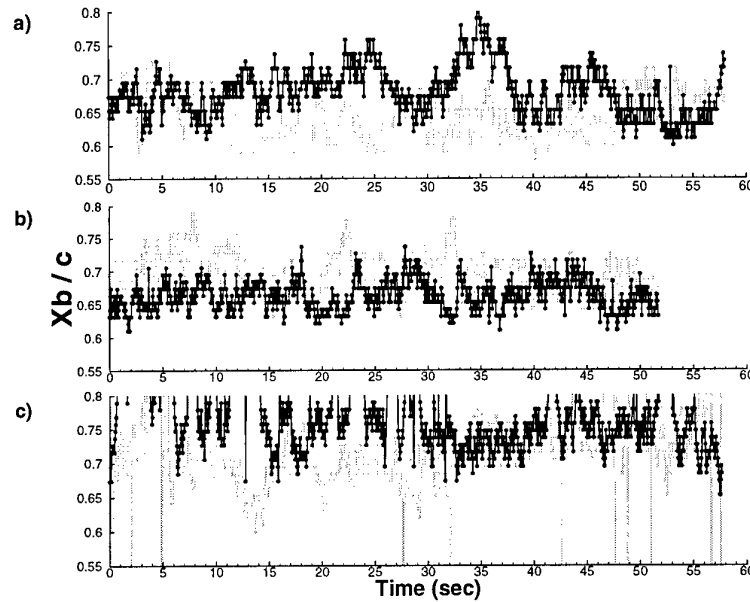


Fig. 5.3 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction du temps à $\alpha = 27^\circ$. Résultats obtenus dans la soufflerie S2Ch. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $U_\infty = 15\text{m/s}$ (b) $U_\infty = 24\text{m/s}$ (c) $U_\infty = 40\text{m/s}$.

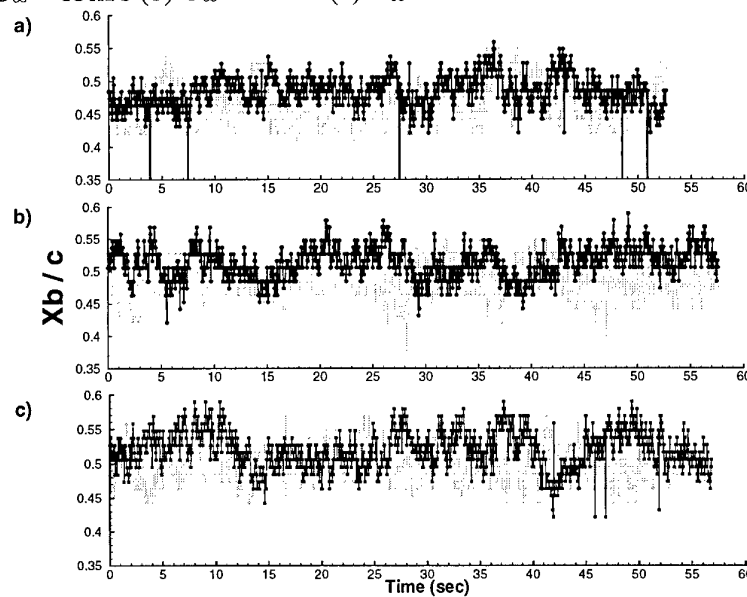


Fig. 5.4 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction du temps à $\alpha = 30^\circ$. Résultats obtenus dans la soufflerie S2Ch. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $U_\infty = 15\text{m/s}$ (b) $U_\infty = 24\text{m/s}$ (c) $U_\infty = 40\text{m/s}$.

La figure 5.5 présente les positions instantanées de l'éclatement mesurées dans la soufflerie F2 pour deux incidences ($\alpha = 27^\circ$ et 30°) à une vitesse amont $U_\infty = 24\text{m/s}$. Ces résultats correspondent bien à ceux obtenus lors des essais préliminaires dans la soufflerie S2Ch présentés sur les figures 5.3 et 5.4. Cet accord entre des données en provenance de deux installations différentes est un résultat important. En effet, on en déduit que l'influence des parois de chaque soufflerie sur le champ aérodynamique autour de la maquette est négligeable. Par ailleurs, ces résultats confirment la reproductibilité des expériences.

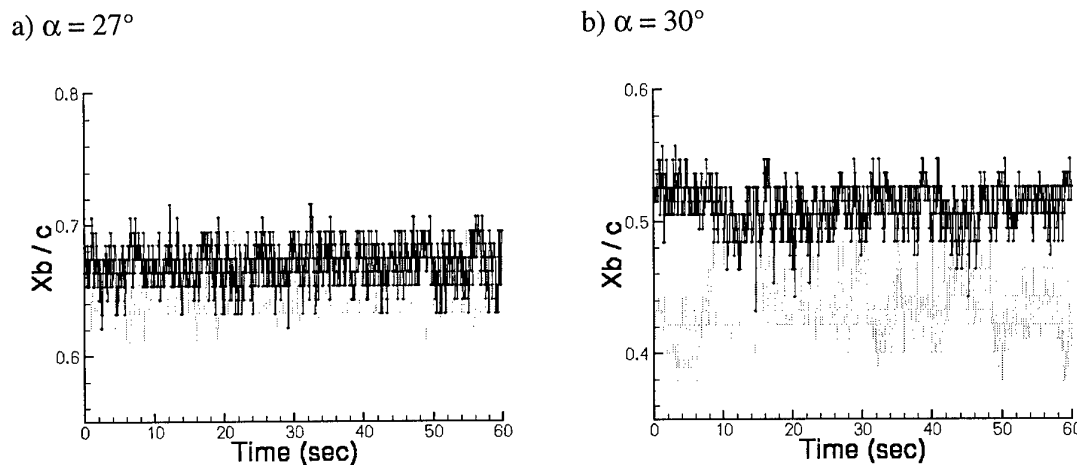


Fig. 5.5 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de X_b/c en fonction de temps à deux incidences. Résultats obtenus dans la soufflerie F2 à $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir = X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris = X_{bd}/c (droit). (a) $\alpha = 27^\circ$ (b) $\alpha = 30^\circ$.

Toutefois, on observe des différences entre les données de S2Ch et de F2. Cette observation n'est pas à négliger. En effet, même si les deux installations sont similaires pour ce qui concerne les conditions d'essai et les dimensions, les montages dans chaque soufflerie sont différents ; ce qui influence les gradients de pression dans la veine et au bord de fuite de l'aile.

Dans les deux installations, on observe une oscillation de la position d'éclatement autour d'une position moyenne. Ces oscillations semblent avoir deux composantes : une oscillation basse

fréquence et de grande amplitude et une oscillation à plus grande fréquence, mais de plus petite amplitude. En comparant les résultats, on note que les oscillations basse fréquence mesurées dans S2Ch sont plus manifestes que celles détectées dans F2. On constate que la position de l'éclatement en fonction du temps est plus stable dans F2. Une autre cause de différences sur les résultats est probablement due à l'ensemencement de l'écoulement dans les deux souffleries.

La soufflerie S2Ch est une soufflerie type Eiffel où la fumée de spectacle, servant à ensemen- cer l'écoulement, est injectée par une canne disposée en amont de la chambre de tranquillisation ; ce qui fait que la densité de particules est sensible à la position de la canne d'ensemencement. Cette position a été réglée avant chaque essai pour maximiser le nombre de particules illuminées par le plan laser. Malgré ces précautions, la fumée ne restait pas uniforme pendant toute la durée de l'essai. De ce fait, l'enregistrement vidéo de la tomoscopie présente des images mal définies ne permettant pas une analyse parfaite des résultats.

La soufflerie F2 est du type à retour, l'ensemencement s'effectuant en aval de la veine d'essai. Pendant un essai, la quantité de particules dans la soufflerie augmente du fait de l'injection continue de la fumée. Ainsi, le plan laser illumine une densité de particules toujours suffisante ; ce qui contribue à un enregistrement vidéo de bonne qualité.

Pour confirmer les tendances observées par les données instantanées des figures 5.3, 5.4 et 5.5, les valeurs moyennes $\overline{X_b}/c$ sont présentées Fig. 5.6. Chaque symbole représente 1500 positions instantanées (X_b/c), côtés gauche et droit de l'aile, pour chaque condition d'essai. Les écarts-types correspondant à ces valeurs moyennes sont aussi présentés Fig. 5.6. On montre ainsi les fluctuations

des positions instantanées autour de la valeur moyenne. Les symboles, gauche et droit, de chaque condition d'essai sont reliés par des lignes pour faciliter la lecture de la figure. Ces résultats confirment la reproductibilité des expériences pour les différentes conditions d'essais. Les valeurs instantanées peuvent varier entre les essais, mais les valeurs moyennes restent toujours autour des même niveaux.

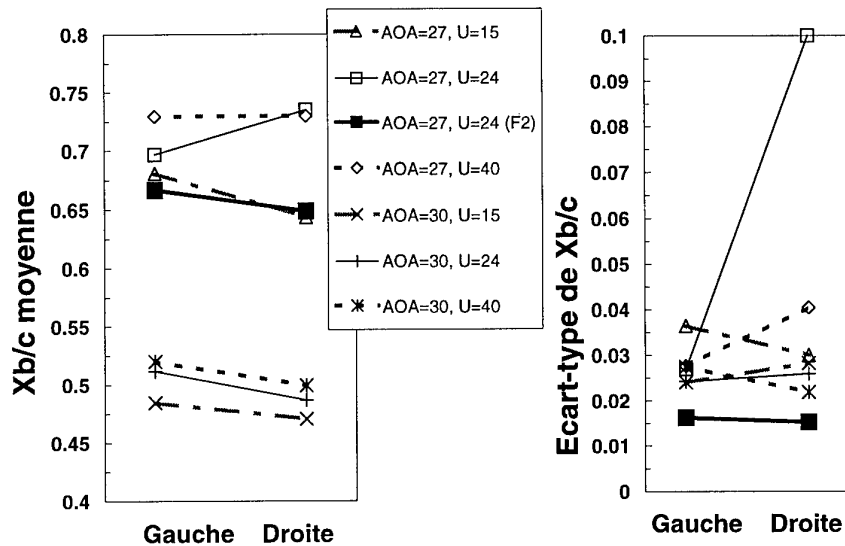


Fig. 5.6 : Cas nominal sans contrôle. Positions, gauche et droite, de l'éclatement définies à partir des données des figures 5.3, 5.4 et 5.5.

Il est évident, d'après la figure 5.6, que les positions de l'éclatement, côtés gauche et droit, ne sont pas situées symétriquement par rapport à la corde. Plusieurs raisons peuvent être avancées pour expliquer cette dissymétrie. La plus probable est qu'il existe un petit angle de dérapage de la maquette par rapport à la vitesse amont. Par ailleurs, on observe que la position du point d'éclatement n'est pas fortement influencée par le niveau de la vitesse amont. Pour les deux incidences, on constate qu'il y a un très faible déplacement vers l'aval de la position moyenne de l'éclatement quand la vitesse U_∞ augmente. Ces résultats confirment des expériences antérieures qui ont montré que le nombre de Reynolds n'influence pratiquement pas la position de l'éclatement pour des ailes delta dont le bord d'attaque aigu fixe la ligne de décollement des tourbillons principaux,

éliminant de ce fait l'effet du nombre de Reynolds. En revanche, un changement de l'incidence de l'aile a une influence remarquable sur la position de l'éclatement ; ce qui confirme des observations effectuées par d'autres auteurs : une augmentation de l'angle d'incidence fait remonter la position de l'éclatement vers l'apex.

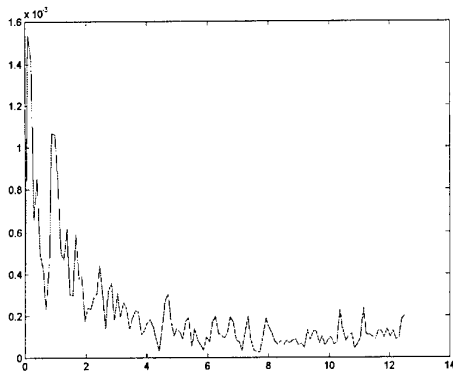
Les valeurs des écarts-types confirment les différences observées entre les résultats obtenus dans S2Ch et F2. Les écarts-types à S2Ch sont voisins de 0,03, alors que pour les données de F2 ils sont de 0,015. Ceci indique que les fluctuations de la position d'éclatement sont moindres dans la soufflerie F2. On remarque une valeur surprenante de l'écart-type sur la figure 5.6, dans le cas d'essais effectués à S2Ch pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Cette grandeur indique de fortes fluctuations de la position de l'éclatement autour de la moyenne. Un désavantage d'un tracé comme celui de la figure 5.6 est la perte de données instationnaires et temporelles concernant le phénomène.

Pour mieux comprendre l'aspect temporel du signal, une analyse spectrale des données a été effectuée. On rappelle que l'évolution temporelle de la position du point d'éclatement est obtenue par analyse d'enregistrement vidéo de tomoscopies laser, à deux fréquences, 25 et 50 images par seconde.

La densité spectrale de puissance permet d'obtenir la répartition fréquentielle de l'énergie contenue dans un signal. C'est un outil privilégié pour l'étude de phénomènes périodiques. A partir des relevés de la position du point d'éclatement X_b/c , le signal obtenu est centré puis divisé en 5 (voir 6) blocks de 256 valeurs ; ce découpage du signal en 2^n échantillons permet l'utilisation d'algorithme FFT (Fast Fourier Transform) et donc un gain non négligeable sur le temps de calcul de la densité

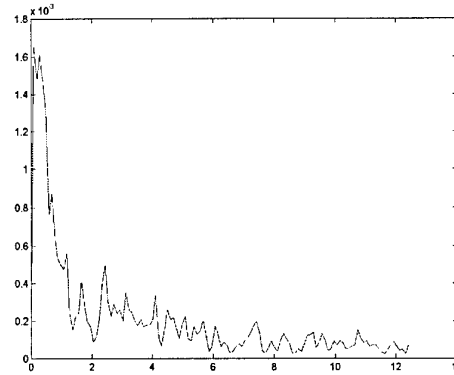
spectrale d'énergie. Le nombre limité de blocs utilisés pour le calcul de cette densité ne permet pas d'assurer une convergence statistique de l'estimateur spectrale. Deux fréquences d'acquisition ont été utilisées : 25 et 50Hz. Dans le deux cas, la répartition spectrale est la même. Ceci laisse supposer que les fréquences d'échantillonnages utilisées sont supérieures à la fréquence Nyquist. Les résultats présentés concernent donc uniquement le cas $F_e = 25\text{Hz}$, d'où une fréquence maximale sur le spectre de 12,5Hz. Les densités spectrales sont calculées à l'aide du logiciel Matlab™ (fenêtre de convolution type Hanning et pas d' "overlap"). Quatre exemples de tracés de spectres de puissance sont présentés sur la figure 5.7. Les fréquences f sont représentées en Hertz.

a) Côté gauche, $\alpha = 27^\circ$



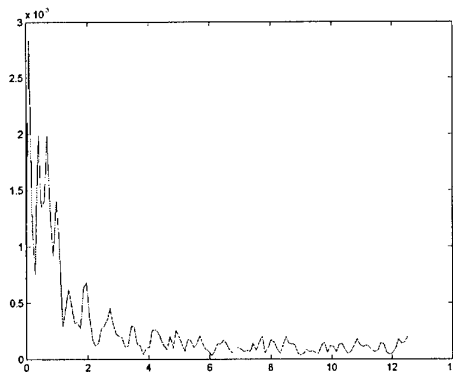
Fréquence (Hz)

c) Côté droit, $\alpha = 27^\circ$



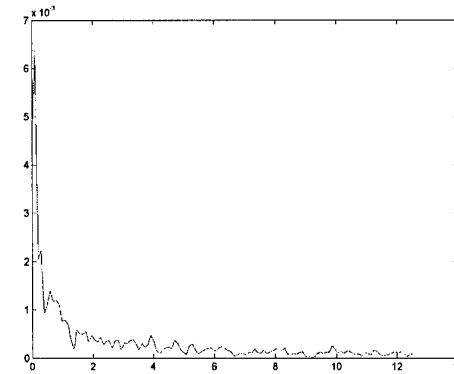
Fréquence (Hz)

b) Côté gauche, $\alpha = 30^\circ$



Fréquence (Hz)

d) Côté droit, $\alpha = 30^\circ$



Fréquence (Hz)

Fig. 5.7 : Cas nominal sans contrôle. Densité spectrale de puissance des oscillations de la position d'éclatement (gauche et droite). Données de la figure 5.5a. provenant de la soufflerie F2 pour $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a, c) $\alpha = 27^\circ$ et (b, d) $\alpha = 30^\circ$.

Ces fréquences sont adimensionnées par la vitesse amont et la corde, pour former un nombre de Strouhal : $Sr = fc/U_\infty$. Les principaux pics apparaissant dans ces tracés représentent les fréquences des oscillations observées. Les valeurs de Sr pour les conditions d'essai des souffleries S2Ch et F2 sont présentées dans le tableau 5.1. Ces valeurs sont les nombres de Strouhal correspondant aux pics de fréquence principaux.

Conditions d'essai, soufflerie	Pic de fréquence, gauche (St)	Pic de fréquence, droit (St)
$\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 15$ m/s, S2CH	0.068	0.069
$\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 24$ m/s, S2CH	0.042	0.044
$\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 40$ m/s, S2CH	0.046	0.046
$\alpha = 30^\circ$, $U_\infty = 24$ m/s, S2CH	0.044	0.048
$\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 24$ m/s, F2	0.040	0.02
$\alpha = 30^\circ$, $U_\infty = 24$ m/s, F2	0.035	0.015

Tableau 5.1 : Cas nominal sans contrôle. Pics principaux des spectres de fréquence pour les oscillations de la position d'éclatement. Essais dans les souffleries S2Ch et F2.

La gamme des nombres de Strouhal représentant les pics de fréquences observés pour les oscillations de l'éclatement dans la soufflerie S2Ch est présentée sur la figure 5.8. Les résultats donnent des valeurs de Sr comprises entre 0,04 et de 0,07. Ces valeurs sont superposées aux résultats de Menke *et. al.* (1996) acquis dans un tunnel hydrodynamique pour des nombres de Reynolds bien inférieurs. La gamme des nombres de Strouhal obtenue par Menke est comprise entre 0,057 et 0,095 ; ce qui est voisin des présents résultats. On constate que les valeurs sont plus faibles pour les résultats obtenus dans la soufflerie F2, toutefois l'ordre de grandeurs est similaire. Le fait que les nombres de Strouhal coïncident pour une large gamme du nombre de Reynolds montre, à nouveau, la faible influence de ce paramètre sur l'éclatement tourbillonnaire.

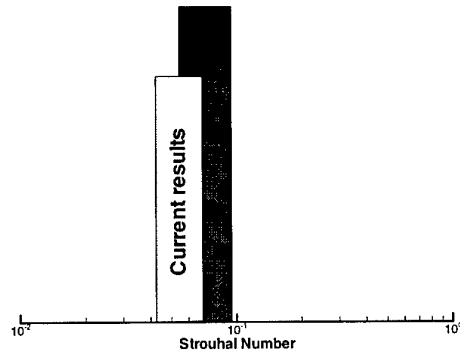


Fig. 5.8 : Cas nominal sans contrôle. Gamme des fréquences principales des spectres pour les essais dans les souffleries S2Ch. Comparaison avec les résultats de Menke *et. al.*(1996).

A partir de l'ensemble des résultats, les visualisations ont permis de tracer l'évolution de la position du point d'éclatement en fonction de l'incidence de l'aile (voir Fig. 5.9). Pour une valeur donnée α , la collection des symboles représente l'ensemble des positions du point d'éclatement déterminées à partir de plusieurs prises de vues. Les cercles gris représentent plusieurs positions instantanées de l'éclatement observé en vue supérieure longitudinale. Les triangles et carrés représentent les données gauche et droite des quelques vues latérales transversales de la tomoscopie laser. Les valeurs moyennes pour l'ensemble de ces données sont indiquées par les cercles noirs pour chaque incidence. Ces cercles sont raccordés par un polynôme du deuxième degré calculé par la méthode des moindres carrés. La dispersion des points autour de la moyenne traduit l'amplitude des fluctuations de la position du point d'éclatement à chaque angle d'incidence. Les deux barreaux noirs représentent les maximums et minimums des amplitudes de fluctuation observées par la tomoscopie laser latérale longitudinale et enregistrée en vidéo.

D'une manière générale, on observe que l'abscisse moyenne du point d'éclatement remonte de l'aval vers l'amont quand l'incidence de l'aile croît. Ce tracé montre que l'éclatement apparaît au niveau du bord de fuite de l'aile pour une incidence de 23° . Pour les incidences allant de $\alpha = 25^\circ$ à 27° , on

note de faibles variations de la position du point d'éclatement ; alors que pour les incidences comprises entre 28° et 32° , il se produit une grande variabilité de cette position. Au-delà de $\alpha = 32^\circ$, la position du point d'éclatement se stabilise à nouveau. Cette dispersion des résultats en fonction de l'incidence traduit également la nature instationnaire du phénomène. Si l'on observe l'enveloppe des positions extrêmes de l'éclatement, on constate que sa largeur est maximale pour $\alpha \approx 30^\circ$ et un éclatement localisé à mi-corde.

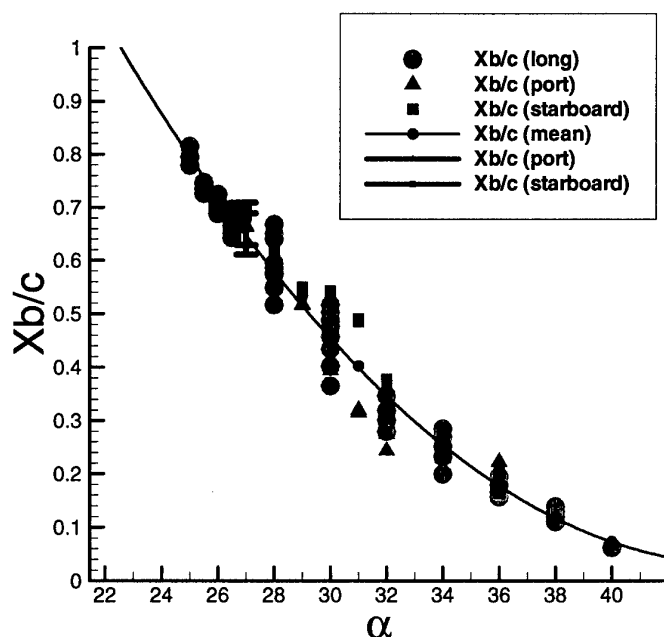


Fig. 5.9 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de la position de l'éclatement en fonction de l'incidence à $U_\infty = 24$ m/s.

5.3. Visualisations pariétales

Les visualisations pariétales réalisées au cours de ces essais permettent de décrire la structure de l'écoulement pariétal. Ainsi, l'association des visualisations par tomoscopie laser et des visualisations pariétales met en correspondance les structures caractéristiques du champ aérodynamique avec celles du champ pariétal. Les visualisations par enduit visqueux ont été exécutées pour des incidences α variant de 20° à 40° et les vitesses amont U_∞ de 24m/s et 40m/s.

Pour faciliter l'interprétation des visualisations, deux teintes de l'enduit visqueux ont été utilisées. Après un premier essai réalisé en utilisant un enduit visqueux de couleur blanche, il est possible de positionner sur l'extrados les différentes lignes de séparation. Au cours d'un second essai, des enduits visqueux de différentes couleurs sont appliqués dans les zones délimitées par ces lignes de séparation. Il est ainsi possible de déterminer les différentes zones d'influence d'une partie de l'écoulement pariétal sur l'autre.

La figure 5.10a présente une visualisation pariétale obtenue à l'extrados de l'aile pour la configuration nominale à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24$ m/s. Les lignes blanches sont des repères de position. La première ligne se situe à $X/c = 0,21$ ($X = 200$ mm). Elle est suivie par des lignes espacées de 100mm ($X/c = 0,11$), jusqu'à la ligne à $X/c = 0,95$ ($X = 900$ mm). Son interprétation topologique, en accord avec les règles topologiques décrites précédemment, est présentée Fig. 5.10b.

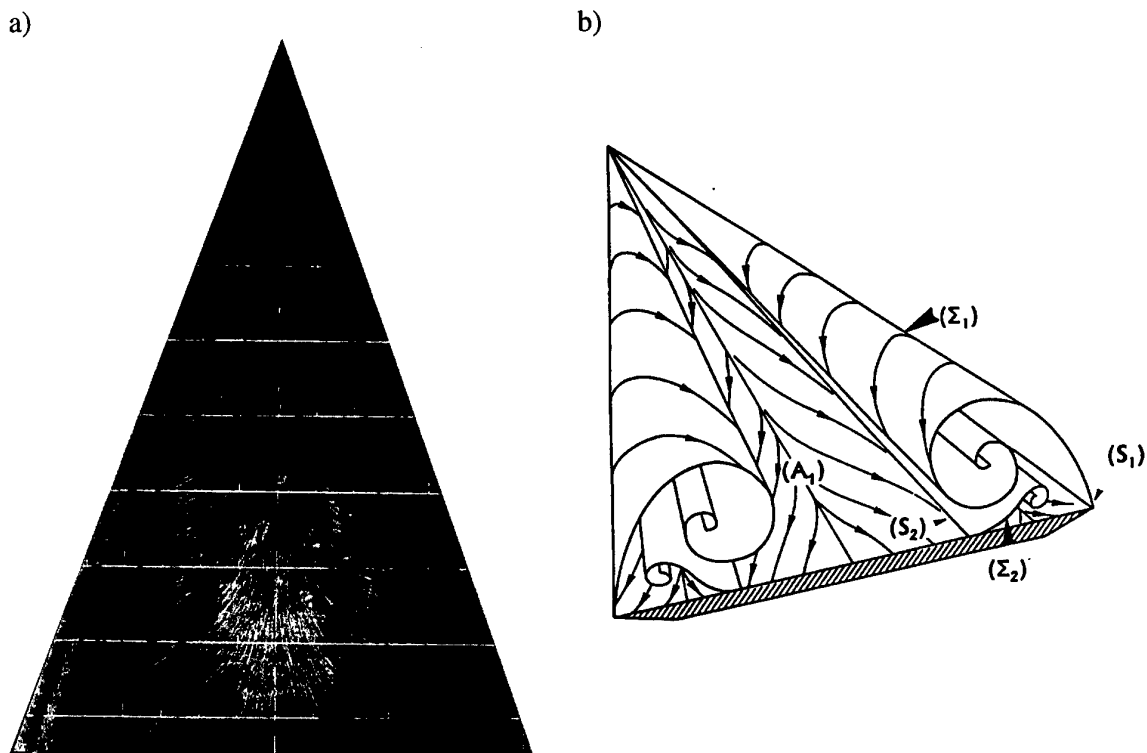


Fig. 5.10 : Configuration nominale sans contrôle. (a) Spectre des lignes de frottement pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24$ m/s. (b) Topologie basée sur le spectre des lignes de frottement.

Cette visualisation met en évidence deux zones distinctes pour lesquelles nous n'observons pas de mélange entre les deux couleurs d'enduit visqueux. Ces deux zones et les lignes de frottement correspondantes sont interprétées sur la figure 5.10b. Ce schéma représente la topologie de l'écoulement et décrit l'ensemble de ses caractéristiques. La ligne de décollement, ou de séparation, (S_1) correspondant au décollement principal qui donne naissance au tourbillon principal (Σ_1), est ici confondue avec le bord d'attaque aigu de l'aile. Elle est de ce fait difficilement identifiable dans le spectre des lignes de frottement. La région de couleur verte est comprise entre le plan de symétrie de l'aile (la corde) et la ligne de décollement, ou de séparation, secondaire (S_2), sur chaque côté de l'extrados. Dans cette zone, on identifie la ligne d'attachement (A_1) selon la corde, d'où s'écartent les lignes de frottement pour converger vers chaque ligne de décollement (S_2). La ligne de partage entre les deux zones de couleurs différentes, près du bord d'attaque, correspond à cette ligne de décollement qui donne naissance au tourbillon secondaire (Σ_2). La zone rouge est située entre le décollement secondaire et le bord d'attaque de l'aile. Pour le respect des règles topologiques, il existe entre les lignes de décollement - (S_1) et (S_2) - une ligne d'attachement (A_2) que l'on observe vaguement entre les lignes de frottement dans la zone rouge.

Les spectres mettent en évidence la transition laminaire – turbulent de la couche limite qui se traduit par un changement rapide de la direction de la ligne de décollement secondaire (S_2) qui se rapproche du bord d'attaque. Sur la figure 5.10a, l'inflexion de (S_2) se situe à $X/c = 0,4$ et $0,38$ ($X = 380\text{mm}$ et 365mm) sur les côtés gauche et droit de l'aile, respectivement. En effet, la couche limite turbulente ayant une résistance plus importante au décollement, la ligne de décollement (S_2) tend à se rapprocher du bord d'attaque de l'aile quand on s'éloigne de l'apex, c'est-à-dire quand le

parcours de la couche limite d'extrados augmente. On observe que la zone de transition se déplace notablement en direction de l'apex lorsque l'incidence augmente.

Excepté pour les incidences $\alpha = 20^\circ$, 22° et 24° , les visualisations ont été effectuées en présence d'un éclatement au-dessus de l'extrados de la maquette. Pour la configuration montrée Fig. 5.10a, à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24$ m/s, les positions moyennes de l'éclatement $\overline{X_b}/c$, à gauche et à droite, sont égales à 0,65 et 0,67. Sur cette visualisation, on ne note pas de changement significatif sur le spectre des lignes de frottement qui pourrait indiquer l'apparition de l'éclatement. Bien que le point d'éclatement se déplace vers l'apex, au fur et à mesure que l'incidence augmente, les visualisations pariétales ne montrent pas de changement significatif du spectre pariétal quand la position du point d'éclatement remonte. On note simplement le déplacement de la zone de transition qui se déplace vers l'apex quand l'incidence augmente. Ces résultats indiquent que l'inspection de l'écoulement pariétal, défini à partir des visualisations par enduit visqueux, ne permet pas de déterminer la position de l'éclatement sur l'aile.

5.4. Mesures de la pression pariétale stationnaire

Ces expériences ont été réalisées sur la maquette de 70° d'angle de flèche configurées pour l'acquisition de 232 mesures de pression pariétale. Cette maquette a été décrite précédemment et les positions des prises de pression sont précisées Fig. 3.13. Les essais ont été exécutés pour une gamme de vitesses amont U_∞ comprises entre 15 et 75m/s et des angles d'incidence α variant entre 20° et 35° . Le nombre important des configurations étudiées a permis de réaliser une analyse très détaillée de l'effet de la vitesse et de l'incidence sur les répartitions de pression sur la paroi.

Les distributions de pression sont typiques d'un écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de forte flèche, avec l'existence d'une forte dépression située environ aux 2/3 de l'envergure. Cette dépression est induite par le tourbillon principal se formant au-dessus de l'aile par enroulement de la nappe de décollement issue du bord d'attaque. Partant du plan de symétrie, le minimum de pression est suivi d'une recompression à laquelle succède un niveau quasi constant correspondant au tourbillon secondaire (Solignac, Pagan, Molton 1989).

5.4.1. Examen de la symétrie de l'écoulement

Une première étude de la symétrie de l'écoulement à partir des mesures par capteurs de pression stationnaire a été réalisée pour 4 incidences ($\alpha = 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ$ et 35°) à une vitesse $U_\infty = 24\text{m/s}$. Toutes les 232 prises de pression sont disposées sur l'extrados, avec 56 prises placées symétriquement par rapport à la corde (28 prises à chaque côté). Le tableau 5.2 regroupe l'ensemble des prises de pression disposées symétriquement.

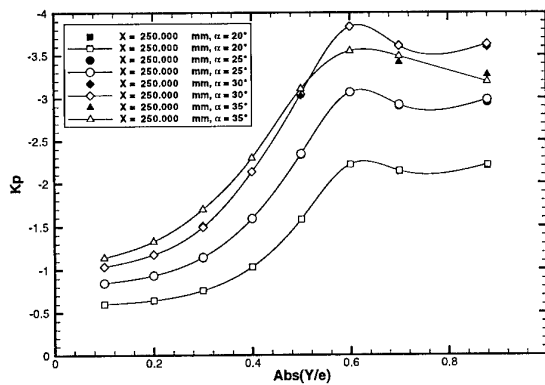
X/c	0,26	0,32	0,37	0,47	0,58	0,63	0,68	0,79	0,89	0,95
X(mm)	250	300	350	450	550	600	650	750	850	900
Y/e	0,9	0,8	0,8	0,45	0,7	0,9	0,95	0,95	0,9	0,9
	0,7	0,6	0,7		0,5	0,75		0,7		0,7
	0,5	0,2	0,5			0,65		0,6		0,5
	0,3		0,3			0,45				0,3
										0,1

Tableau 5.2 : Positions des prises de pression disposées symétriquement sur l'extrados.

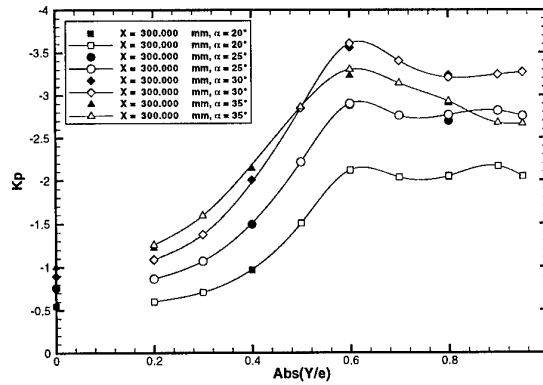
Les tracés de la figure 5.11 présentent les répartitions selon Y du coefficient de pression pariétale K_p , relevées pour chacune des incidences, dans les sections situées à $X/c = 0,26, 0,32, 0,37, 0,63, 0,79$ et $0,95$. Les symboles pleins représentent les prises situées sur la partie droite de l'aile, les symboles vides celles sur la partie gauche de l'aile. A $X/c = 0,26$ et $0,32$ (voir Figs. 5.11a et 5.11b),

on note une parfaite symétrie des répartitions, quelle que soit l'incidence considérée. A partir de $X/c = 0,37$ (voir Fig. 5.11c), on observe l'apparition d'une dissymétrie au niveau de la dépression, pour les incidences 30 et 35° . Pour $\alpha = 30^\circ$, cette section correspond à l'émergence du point d'éclatement sur l'aile. A $\alpha = 35^\circ$, la section considérée est bien en aval de l'éclatement. Cette dissymétrie peut donc s'expliquer par l'instabilité du point d'éclatement observée à partir des tomoscopies laser. Dans la section $X/c = 0,63$ (voir Fig. 5.11d), on constate que la dissymétrie est présente pour toutes les incidences considérées. Toutefois, à $\alpha = 35^\circ$, elle semble se résorber. Cette caractéristique se confirme à $X/c = 0,79$ (voir Fig. 5.11e) pour laquelle la symétrie est respectée à $\alpha = 35^\circ$ et s'atténue pour $\alpha = 30^\circ$. Ainsi, loin en aval du point d'éclatement, le champ de pression s'uniformise dans la région de recirculation, ce qui tend à réduire l'amplitude des fluctuations de pression. Pour la dernière ligne de capteurs ($X/c = 0,95$, voir Fig. 5.11f), on note un retour à une bonne symétrie des répartitions de pression entre les parties droite et gauche de l'aile.

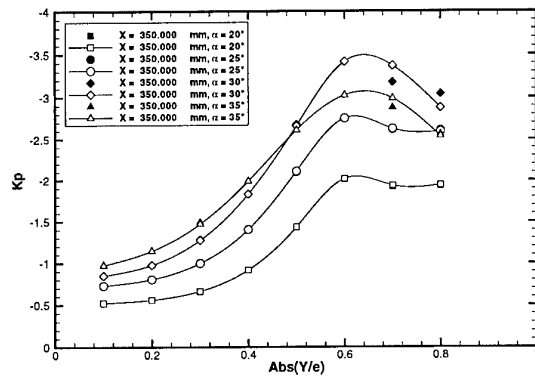
a) $X/c = 0,26$ ($X = 250\text{mm}$)



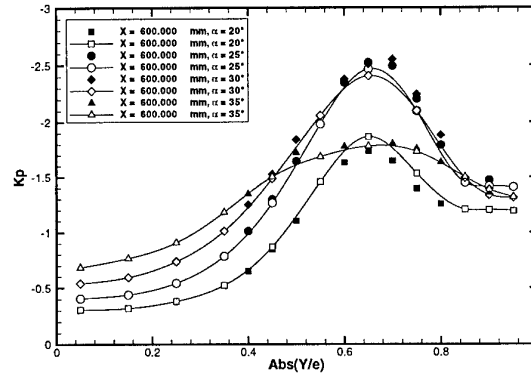
b) $X/c = 0,32$ ($X = 300\text{mm}$)



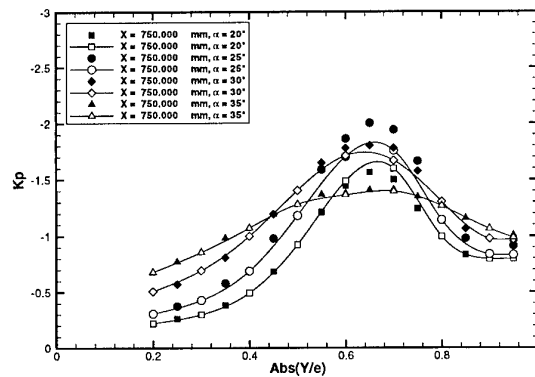
c) $X/c = 0,37$ ($X = 350\text{mm}$)



d) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



e) $X/c = 0,79$ ($X = 750\text{mm}$)



f) $X/c = 0,95$ ($X = 900\text{mm}$)

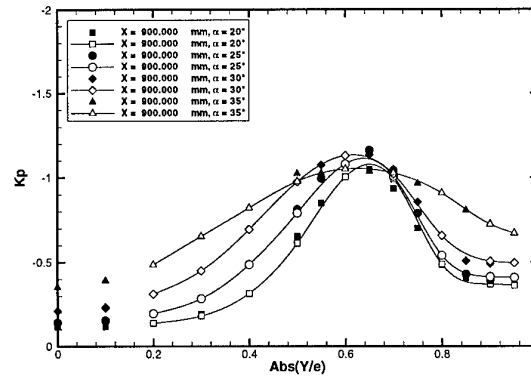


Fig. 5.11 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale sur l'extrados de l'aile. Analyse de la symétrie de l'écoulement. Symboles pleins = prises situées sur la partie droite de l'aile, symboles vides = prises situées sur la partie gauche.

5.4.2. Examen de l'effet de l'incidence

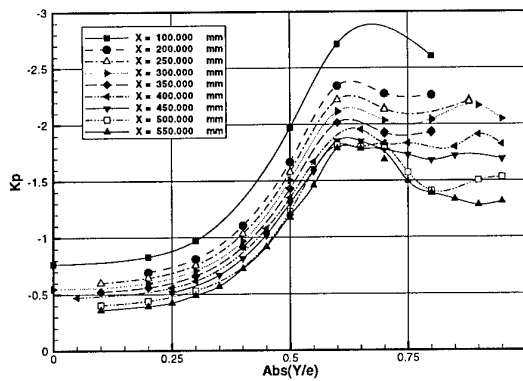
La seconde partie de l'analyse des pressions pariétales consiste à examiner l'influence de l'incidence pour une vitesse amont fixée à 24m/s (voir Fig. 5.12). Dans cette analyse, toutes les prises sont considérées. Les figures 5.12a et 5.12b présentent les répartitions de pression pour $\alpha = 20^\circ$. A partir de $X/c = 0,58$ ($X = 550\text{mm}$), l'évolution des courbes est identique pour chaque abscisse, avec un minimum de pression au niveau de l'axe du tourbillon suivi par une région isobare entre cet axe et le bord d'attaque de la maquette. La valeur de la pression minimale et le niveau du plateau s'élèvent quand on se déplace de l'apex vers le bord de fuite de l'aile. Pour $X = 250$ et 300 mm, le plateau de pression est remplacé par un second extremum traduisant la trace à la paroi du tourbillon secondaire.

Les figures 5.12c et 5.12d présentent les répartitions pour $\alpha = 25^\circ$. Les évolutions selon l'envergure de l'aile sont analogues à celles observées à $\alpha = 20^\circ$. Cependant, les niveaux observés sont plus faibles. En outre, il est intéressant de constater que, pour cette incidence où il y a éclatement du tourbillon à l'extrados de l'aile (à $X/c = 0,8$, soit $X = 760\text{mm}$), l'existence de l'éclatement n'est pas observable à partir du seul examen des répartitions de la pression pariétale.

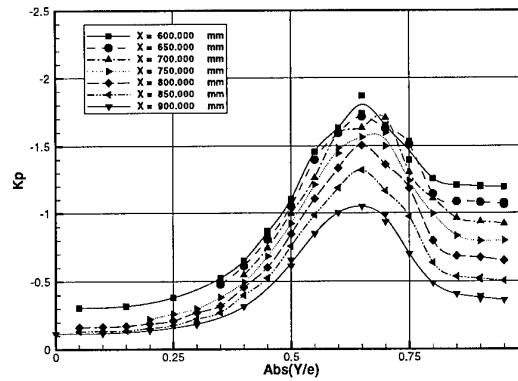
Pour l'incidence $\alpha = 30^\circ$, le point d'éclatement s'avance vers l'apex de l'aile et se situe à $X/c = 0,5$ ($X = 475$ mm). L'allure générale des répartitions de pression est la même que celle pour des incidences inférieures (voir Figs. 5.12e et 5.12f). En particulier, au niveau du point d'éclatement, il n'est pas possible d'observer sur les répartitions de la pression pariétale d'éléments permettant de déterminer de façon univoque la position du point d'éclatement.

Les figures 5.12g et 5.12h présentent les répartitions obtenues à $\alpha = 35^\circ$. Pour cette configuration, l'éclatement se produit près de l'apex ($X/c = 0,2$, soit $X = 190$ mm). Ainsi, toutes les prises de pression sont situées au-dessous de la zone éclatée. Cependant, les courbes présentent une allure similaire à celles obtenues pour des incidences inférieures ; en particulier, elles présentent toutes un minimum dépressionnaire.

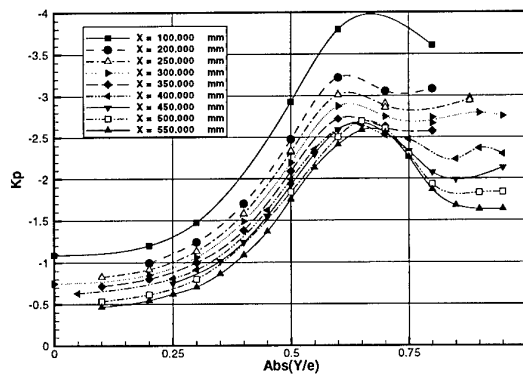
a) $\alpha = 20^\circ$



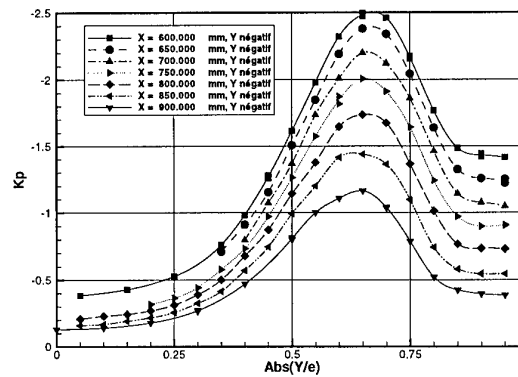
b) $\alpha = 20^\circ$



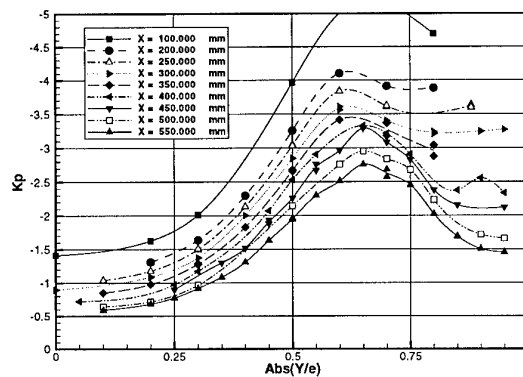
c) $\alpha = 25^\circ$



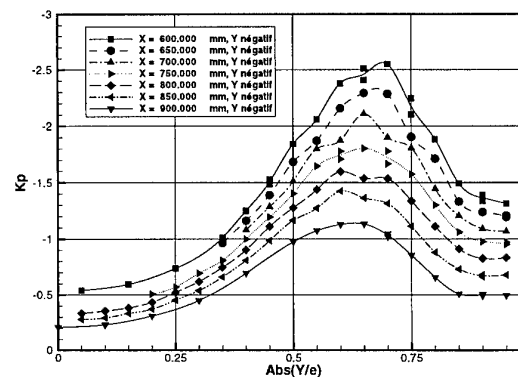
d) $\alpha = 25^\circ$



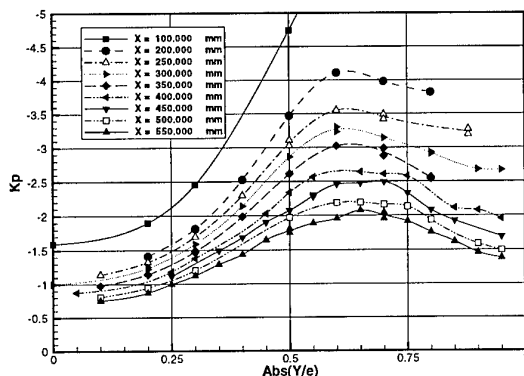
e) $\alpha = 30^\circ$



f) $\alpha = 30^\circ$



g) $\alpha = 35^\circ$



h) $\alpha = 35^\circ$

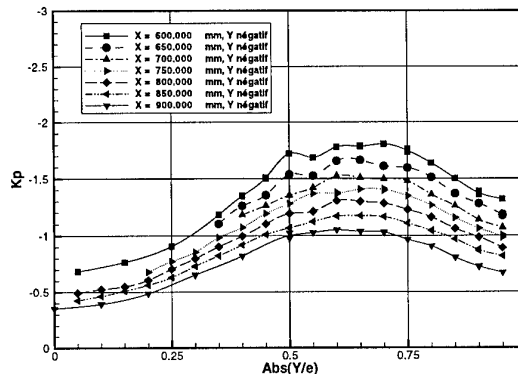
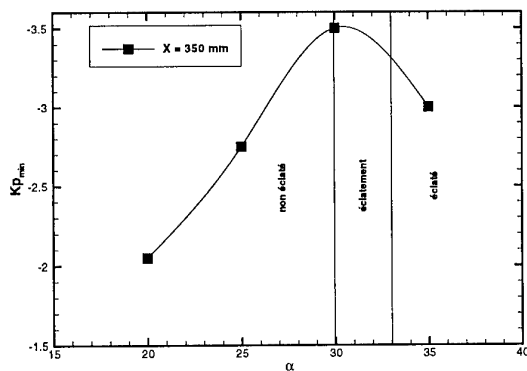


Fig. 5.12 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Analyse de l'influence de l'incidence à $U_\infty = 24\text{m/s}$.

L'examen des résultats en fonction de l'incidence montre, qu'à un X/c donné, la pression est plus élevée à 35° d'incidence que pour les autres valeurs de l'incidence. Le développement de la zone éclatée se traduit par la disparition de la zone centrale du tourbillon à rotation élevée, siège d'un minimum dépressionnaire très creusé, et son remplacement par une zone de recirculation avec une pression plus élevée. Pour analyser plus finement cet effet, il est intéressant de représenter l'évolution du minimum du coefficient de pression - $K_{p\min}$ - en fonction de l'incidence pour X/c donné. La figure 5.13 présente les résultats obtenus pour $X/c = 0,37$ et $0,79$ ($X = 350$ et 750mm). Sur chaque courbe est représenté le domaine d'incidence pour lequel l'éclatement tourbillonnaire commence à se manifester dans la section considérée. Cette zone partage le domaine en trois régions : non-éclaté, éclatement et éclaté. Pour les valeurs de l'incidence inférieures, il n'y a pas d'éclatement dans la section considérée. Pour les valeurs supérieures, la section est située dans la zone éclatée. On observe que le partage entre ces deux zones correspond à une région d'éclatement où il existe un changement de signe de la pente d'évolution du K_p en fonction de l'incidence.

$X/c = 0,37$ ($X = 350\text{mm}$)



$X/c = 0,79$ ($X = 750\text{mm}$)

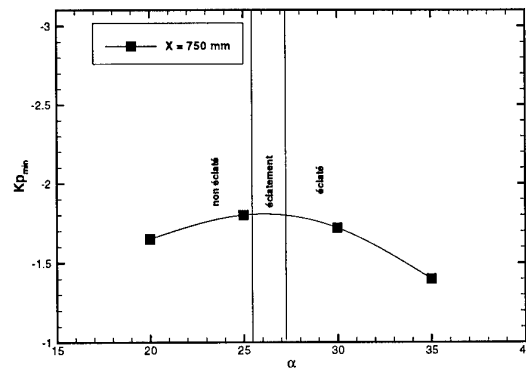


Fig. 5.13 : Cas nominal sans contrôle. Evolution de $K_{p_{min}}$ en fonction de l'incidence à $U_{\infty} = 24\text{m/s}$.

D'après ces résultats, il apparaît possible de localiser l'éclatement (position en X/c) en fonction de l'incidence. Cependant, cette localisation manque de précision. Par ailleurs, la localisation de l'éclatement nécessite la détermination des minimums du coefficient de pression en de nombreuses stations et pour une gamme étendue d'incidences. L'identification instantanée de la position du point d'éclatement, ou plus précisément de l'influence de l'éclatement sur l'aile, par cette technique semble illusoire.

5.4.3. Examen de l'influence du nombre de Reynolds

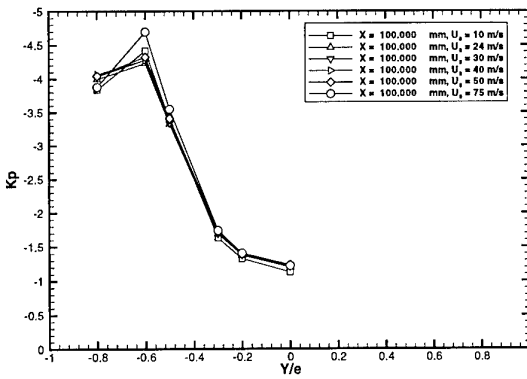
Une troisième partie de l'analyse a consisté à étudier l'influence du nombre de Reynolds sur les répartitions de pression pariétale, l'incidence étant fixée à $\alpha = 27^\circ$. Ces résultats sont montrés sur Fig. 5.14. A partir de $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$) et pour les vitesses supérieures à $U_{\infty} = 10\text{m/s}$, on constate que les niveaux de coefficient de pression évoluent très peu. On peut donc considérer que, pour la partie aval des tourbillons, la vitesse de l'écoulement a peu d'influence sur leur développement, ce qui confirme des observations de la tomoscopie laser. Pour $U_{\infty} = 10\text{m/s}$, on observe un tourbillon faiblement énergétique qui n'induit pas une forte dépression sur l'aile. En

outre, pour cette vitesse, il est difficile d'obtenir une bonne stabilité de l'écoulement dans la veine de la soufflerie F2.

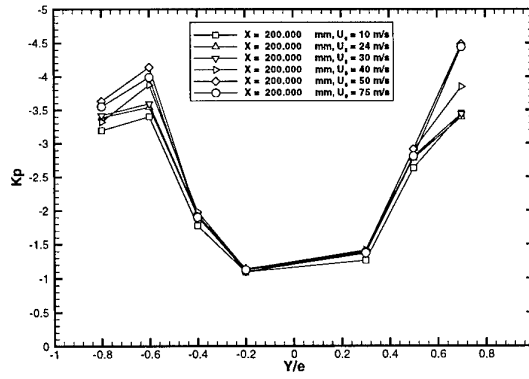
L'analyse détaillée des répartitions met en évidence une différence significative près du bord d'attaque pour les premières sections de l'aile (voir Figs. 5.14b à 5.14d). Ces différences montrent l'influence de la transition laminaire-turbulent déjà présentée avec les résultats de la visualisation pariétale (voir § 5.3). En effet, les répartitions de pression ont un aspect différent suivant que l'écoulement est laminaire ou turbulent. Dans le cas d'un écoulement laminaire, le décollement secondaire est plus étendu et prend son origine sous l'axe du tourbillon principal. De ce fait, il tend à atténuer la dépression induite à la paroi par le tourbillon principal et à égaliser la pression jusqu'au bord d'attaque. En écoulement turbulent, le décollement secondaire se situant plus près du bord d'attaque, on observe une dépression importante sous le tourbillon principal suivie d'une recompression et d'une deuxième dépression due au tourbillon secondaire.

Pour l'incidence $\alpha = 27^\circ$, le point d'éclatement est localisé autour de la position $X/c = 0,65$. Si l'on compare les répartitions obtenues à $X/c = 0,63$ et $0,74$ ($X = 600$ et 700mm), on n'observe pas de différences significatives. La valeur maximale de la dépression continue à décroître (depuis $X = 100\text{mm}$) et la largeur de la zone dépressionnaire s'élargit quand on considère les répartitions situées les plus en aval.

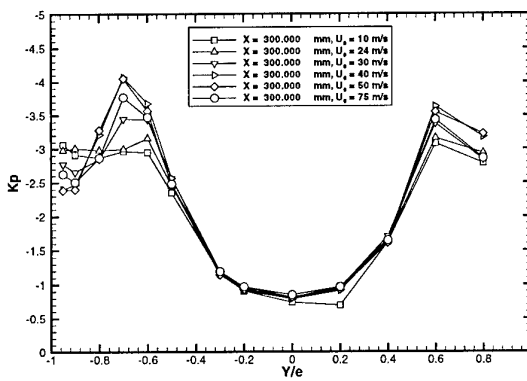
a) $X/c = 0,11$ ($X = 100\text{mm}$)



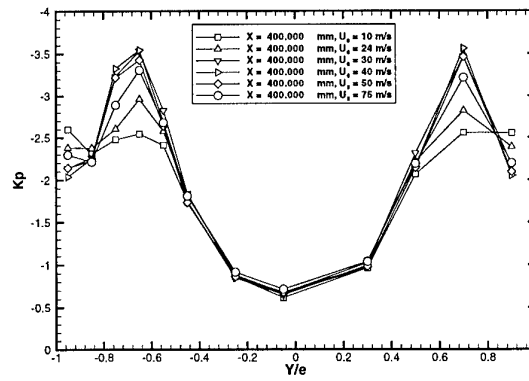
b) $X/c = 0,21$ ($X = 200\text{mm}$)



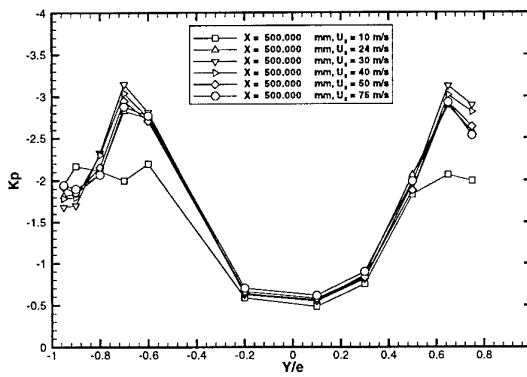
c) $X/c = 0,32$ ($X = 300\text{mm}$)



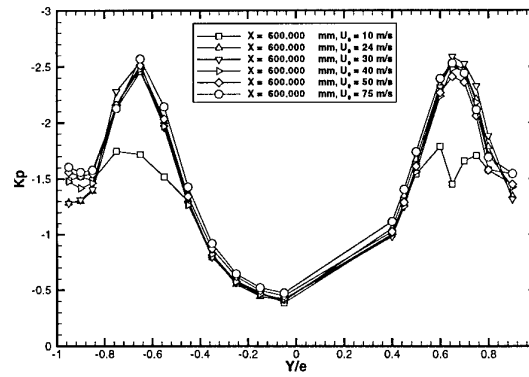
d) $X/c = 0,42$ ($X = 400\text{mm}$)



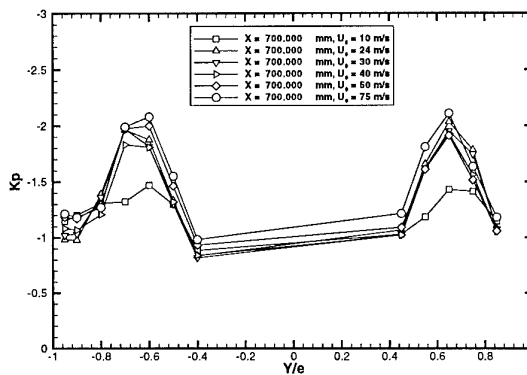
e) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



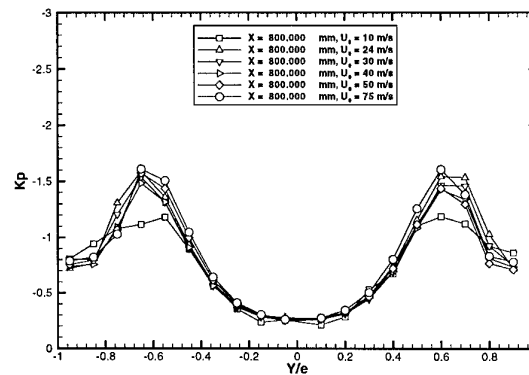
f) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



g) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



h) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)



i) $X/c = 0,95$ ($X = 900\text{mm}$)

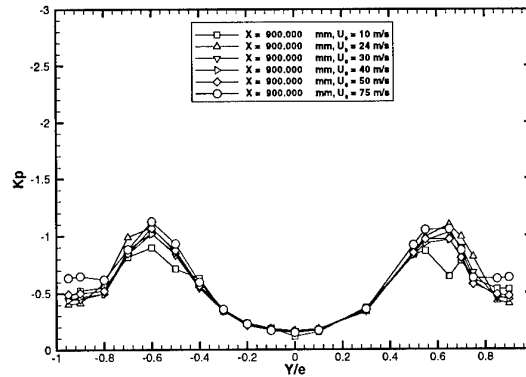


Fig. 5.14 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Examen de l'effet du nombre de Reynolds pour une incidence $\alpha = 27^\circ$.

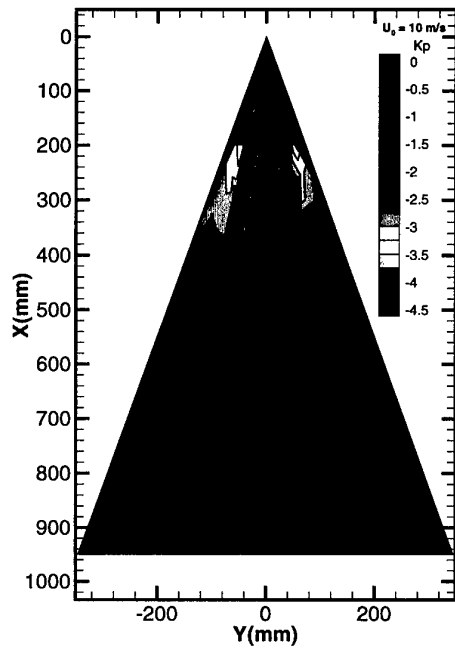
La figure 5.15 présente les résultats des mesures de pression sous la forme de lignes iso-valeurs du coefficient K_p à l'extrados de l'aile pour $\alpha = 27^\circ$ et les différentes valeurs de la vitesse U_∞ .

Afin de tracer les iso-surfaces, à l'aide du logiciel "Tecplot", on crée une surface d'éléments finis en effectuant une triangulation. La triangulation lie les points du maillage contenus dans un même plan en préservant l'exactitude des données. Les points du maillage représentent des nœuds qui sont les sommets d'un jeu d'éléments triangulaires.

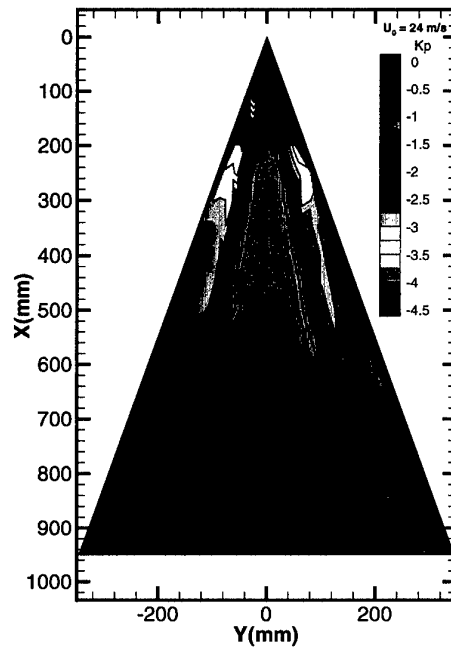
Quand la vitesse est faible, l'écoulement est laminaire sur une grande partie de l'aile. La dépression qui se forme sous le tourbillon principal conduit à un coefficient de pression K_{pmin} égal à $-3,32$, la zone dépressionnaire s'étendant alors presque jusqu'au bord d'attaque. Quand la vitesse augmente, on observe que la zone d'écoulement laminaire se contracte et que la dépression en aval du point de transition se creuse peu à peu ($K_{pmin} = -4,27$). En même temps, ce minimum remonte vers l'apex.

Enfin, on remarque que l'intensité de la dépression varie peu avec la vitesse (ou le nombre de Reynolds) et qu'au-delà d'une certaine vitesse, l'écoulement n'évolue plus de façon sensible.

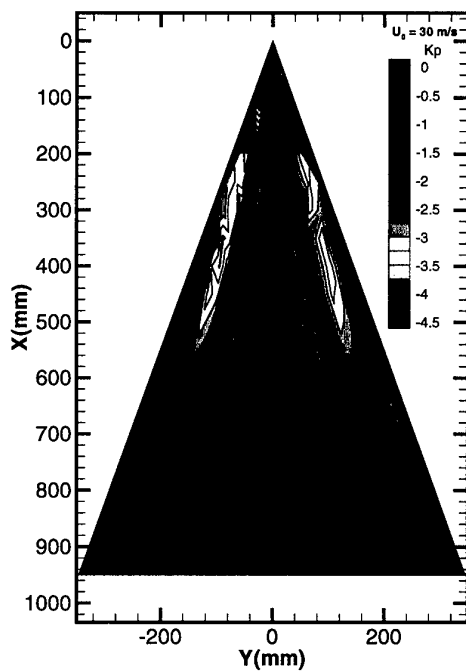
a) $U_\infty = 10\text{m/s}$



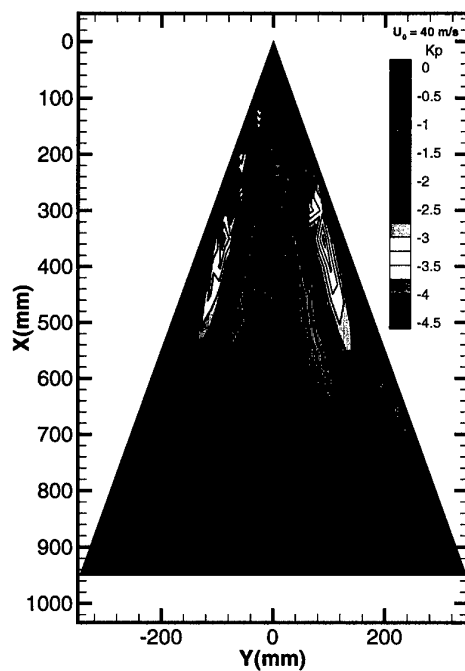
b) $U_\infty = 24\text{m/s}$



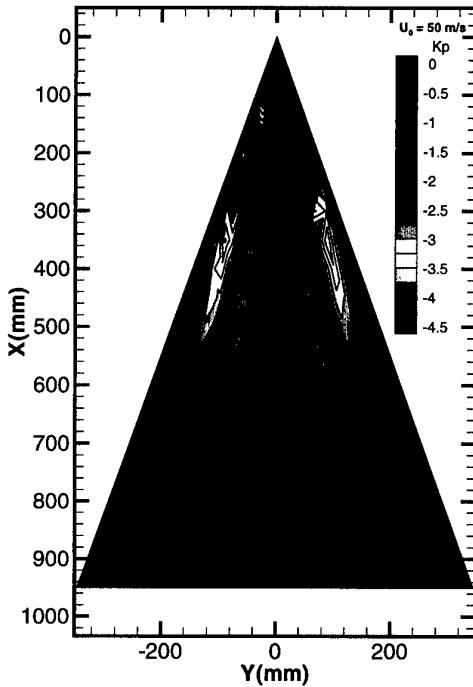
c) $U_\infty = 30\text{m/s}$



d) $U_\infty = 40\text{m/s}$



e) $U_\infty = 50\text{m/s}$



f) $U_\infty = 75\text{m/s}$

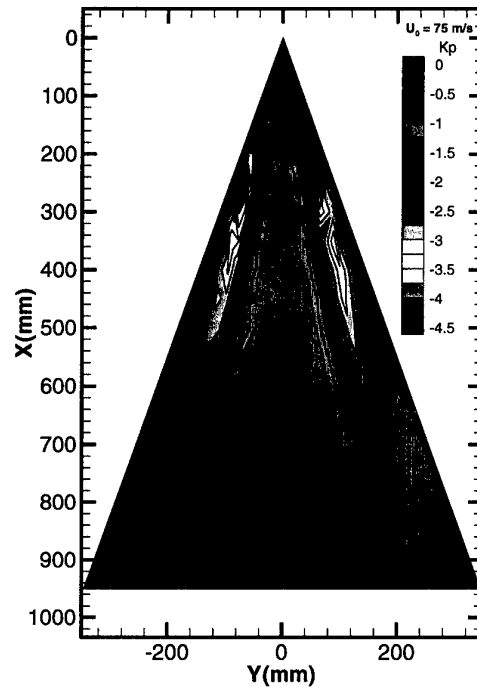


Fig. 5.15 : Cas nominal sans contrôle. Evolutions du coefficient de pression K_p en fonction du nombre de Reynolds pour une incidence $\alpha = 27^\circ$.

5.4.4. Examen détaillé de l'effet de l'incidence dans chaque section

Une analyse a été effectuée en s'intéressant à l'évolution du coefficient de pression K_p en fonction de l'incidence. Ces résultats sont présentés Fig. 5.16 pour neuf stations X/c avec une vitesse amont $U_\infty = 24\text{m/s}$. Pour la première section située à $X/c = 0,11$ ($X = 100\text{mm}$), on observe un étagement régulier en fonction de l'incidence ainsi qu'une relation linéaire entre la pression et l'incidence. Lorsque l'incidence croît, la dépression sur l'aile s'accroît. Les observations sont modifiées à partir de $X/c = 0,21$ ($X = 200\text{mm}$) où on note une diminution du coefficient de pression K_p jusqu'à $\alpha = 30^\circ$. A partir de cette incidence, la dépression reste constante pour les autres valeurs de α .

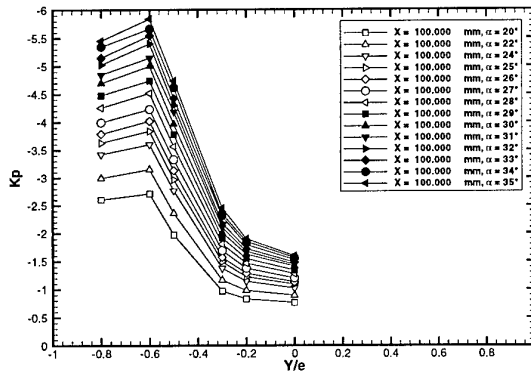
A partir de $X/c = 0,32$ ($X = 300\text{mm}$), il n'y a plus d'étagement régulier des courbes et l'on observe des évolutions différentes des répartitions de la pression pariétales selon le domaine d'incidence considéré. Dans cette section, le minimum est atteint pour $\alpha = 30^\circ$. Au-delà, on constate une diminution de la dépression quand l'incidence augmente. A mesure que l'on se rapproche du bord d'attaque, cette caractéristique est clairement mise en évidence. Ainsi, pour les valeurs de l'incidence comprises entre 20 et 29° , on observe une diminution monotone de la pression au voisinage du bord d'attaque et, corrélativement, on voit se développer un minimum dépressionnaire lié à l'accroissement de l'intensité tourbillonnaire. Pour une incidence égale ou supérieure à 31° , la pression au voisinage du bord d'attaque augmente et ne change plus lorsque l'incidence croît. Cela correspond à la recompression provoquée près du bord d'attaque par le tourbillon secondaire. En outre, il est intéressant d'observer que le minimum de pression du tourbillon principal garde une valeur constante pour les valeurs de l'incidence supérieures à 31° . Les mêmes observations sont applicables à $X/c = 0,42$ ($X = 400\text{mm}$). Cependant, pour $\alpha = 35^\circ$, la pression augmente au niveau du tourbillon principal. Ceci correspond à la manifestation de l'éclatement qui apparaît près de l'apex pour cette valeur de l'incidence.

A partir de $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$), il n'y a plus de zone quasi isobare près du bord d'attaque car, pour toutes les valeurs de l'incidence, les tourbillons présentent une intensité élevée qui induit une forte dépression sur les répartitions pariétales. A partir de l'analyse des clichés de tomoscopie laser nous avons pu établir que le point d'éclatement se situait à $X/c = 0,65$ pour $\alpha = 27^\circ$. La répartition de pression pariétale indique pour cette incidence une dépression très intense. L'augmentation de l'incidence ne modifie pas la valeur de la pression minimale associée au tourbillon principal. Il faut atteindre l'incidence de 31° pour que la pression minimale augmente sensiblement et indique la

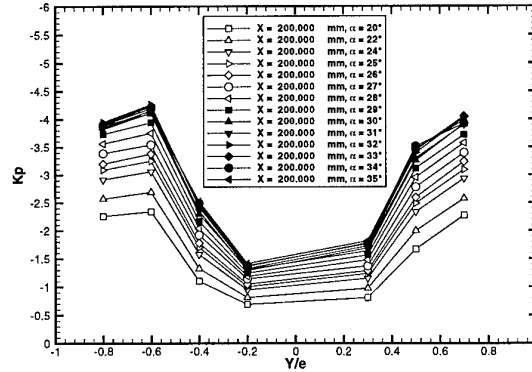
présence de l'éclatement tourbillonnaire. Or, pour cette incidence les clichés tomographiques indiquent que le point d'éclatement se situe à $X/c = 0,4$ ($X = 360\text{mm}$). Les répartitions de pression pariétale traduisent la présence de l'éclatement lorsque la zone de recirculation a atteint un développement suffisant pour manifester une trace à la paroi de la maquette. L'analyse des plans situés à $X/c = 0,74$ et $0,84$ ($X = 700\text{mm}$ et 800mm) conduit aux mêmes observations.

Dans la dernière section à $X/c = 0,95$ ($X = 900\text{mm}$, voir Fig. 16i), située très près du bord de fuite, on observe des valeurs minimales de la pression voisines, pour l'ensemble des incidences.

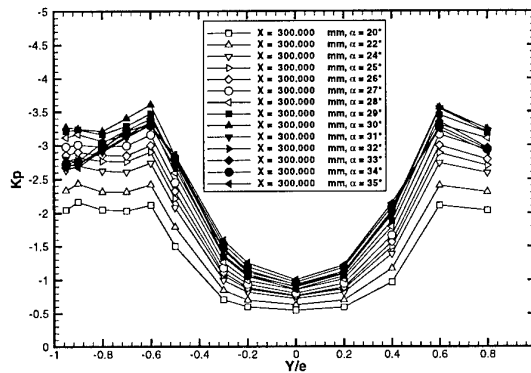
a) $X/c = 0,11$ ($X = 100\text{mm}$)



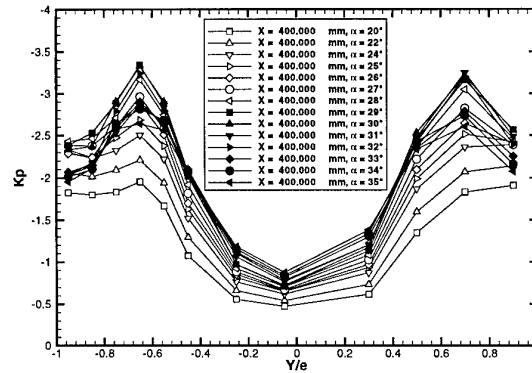
b) $X/c = 0,21$ ($X = 200\text{mm}$)



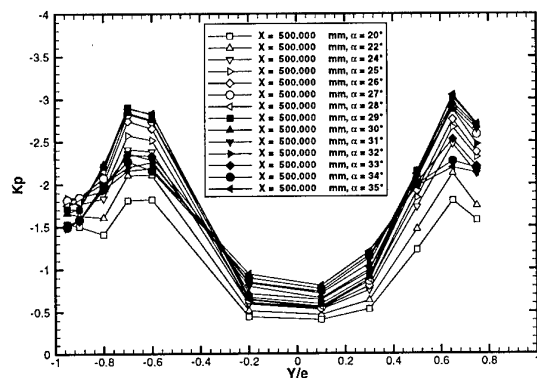
c) $X/c = 0,32$ ($X = 300\text{mm}$)



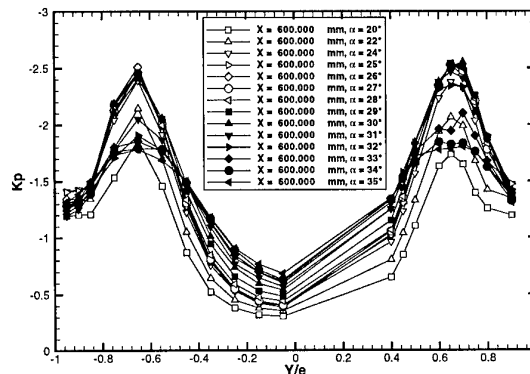
$X/c = 0,42$ ($X = 400\text{mm}$)



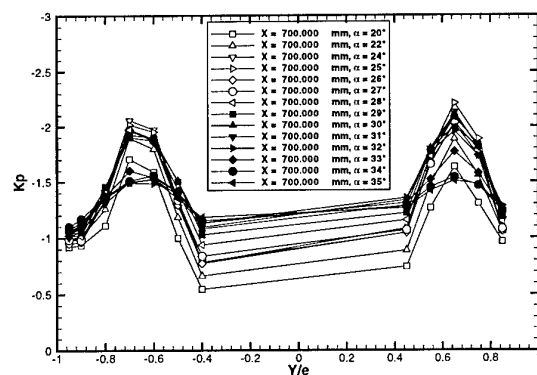
e) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



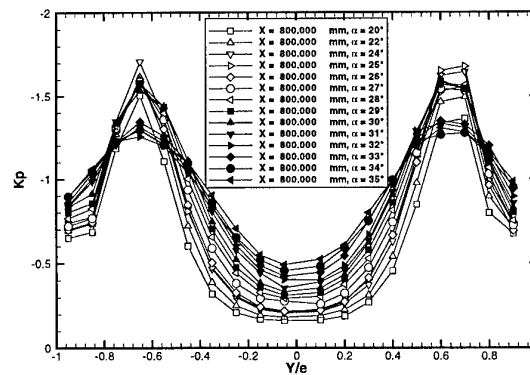
f) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



g) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



h) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)



i) $X/c = 0,95$ ($X = 900\text{mm}$)

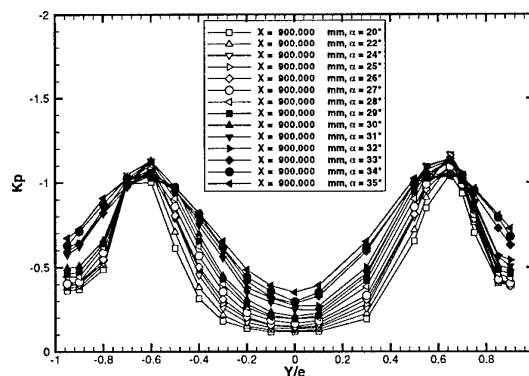
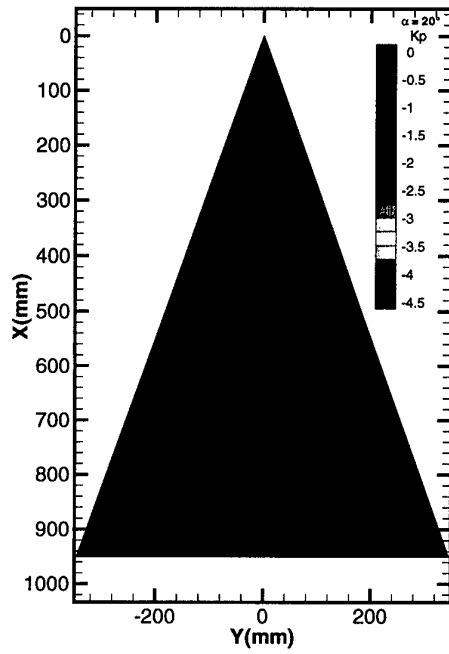


Fig. 5.16 : Cas nominal sans contrôle. Répartitions de pression pariétale. Examen de l'effet de l'incidence pour une vitesse amont $U_\infty = 24\text{m/s}$.

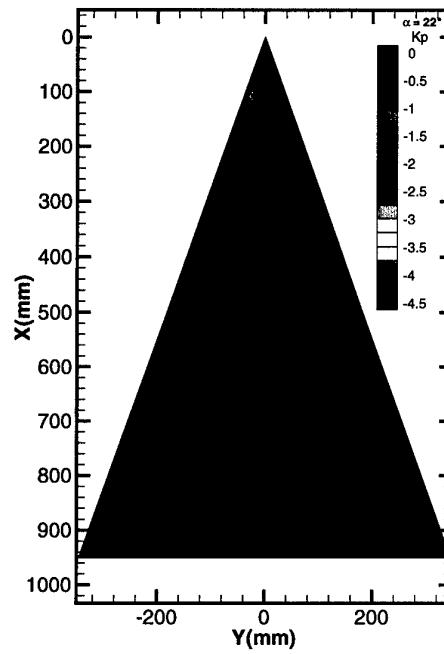
L'ensemble des résultats obtenus pour les différentes valeurs de l'incidence est présenté sous forme de pages iso-valeurs du coefficient de pression K_p sur la figure 17. Ces tracés mettent en évidence les caractéristiques globales de l'écoulement à l'extrados de l'aile pour chaque incidence α . A

mesure que α augmente, la dépression au voisinage de l'apex se creuse. Jusqu'à $\alpha = 30^\circ$, les caractéristiques de l'écoulement évoluent, montrant une amplification de la dépression sur l'aile. Au-delà de cette incidence, on ne constate plus de modifications importantes du champ de pression. Au contraire, on remarque sur la partie arrière de l'aile une augmentation de K_p qui traduit l'influence de l'éclatement tourbillonnaire sur le champ de la pression pariétale.

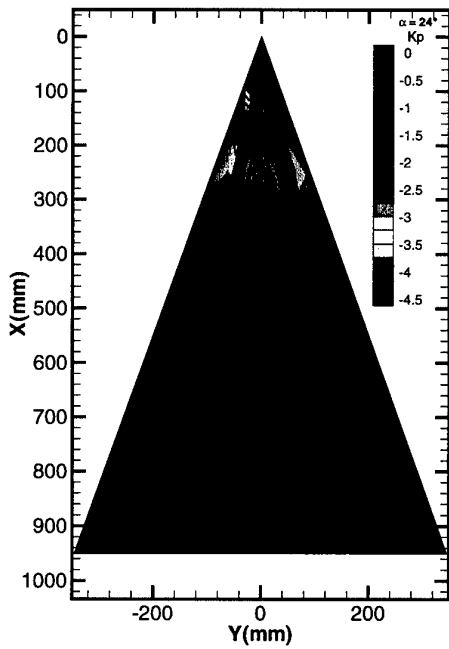
a) $\alpha = 20^\circ$



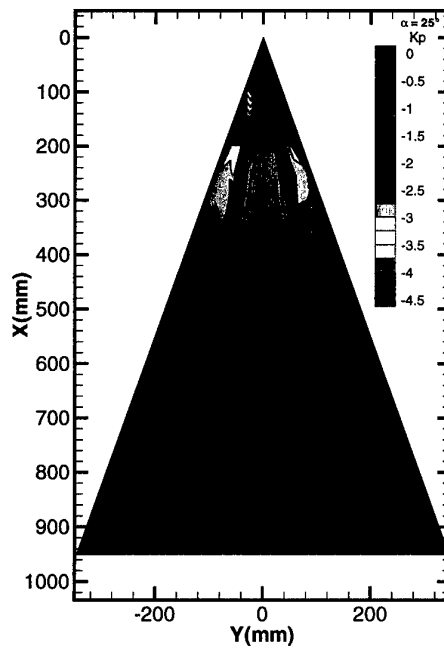
b) $\alpha = 22^\circ$



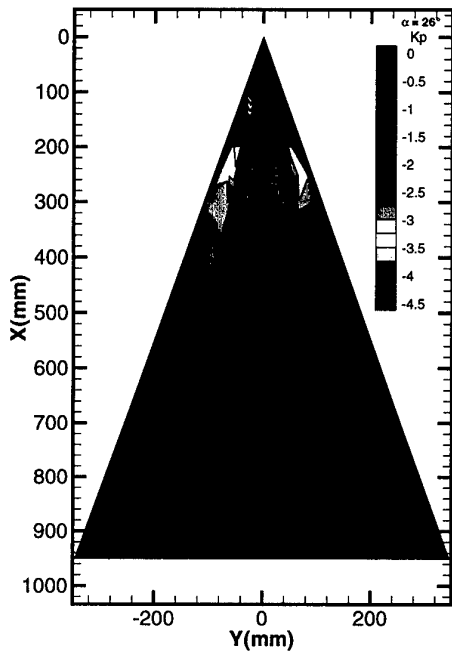
c) $\alpha = 24^\circ$



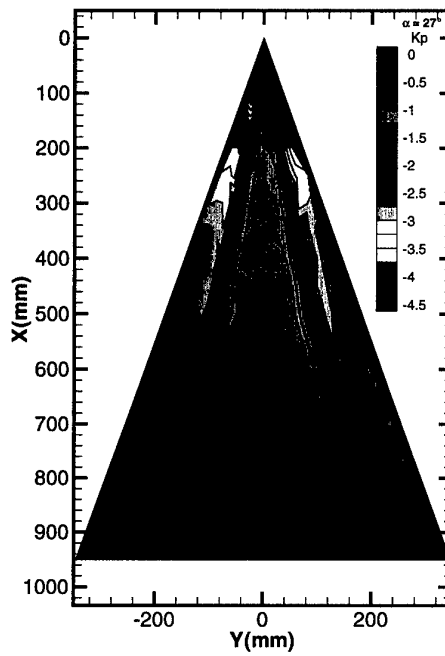
d) $\alpha = 25^\circ$



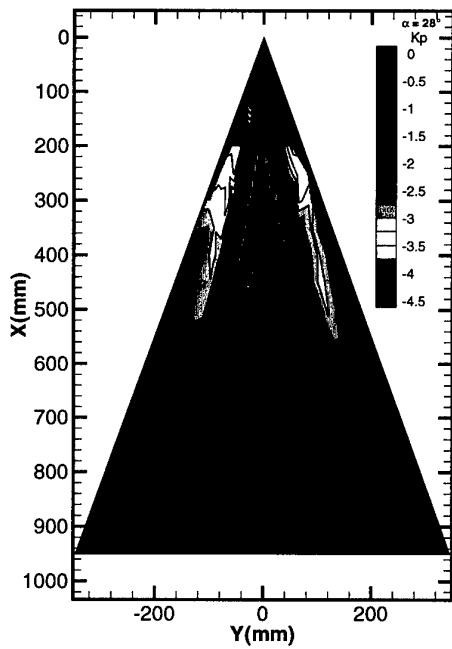
e) $\alpha = 26^\circ$



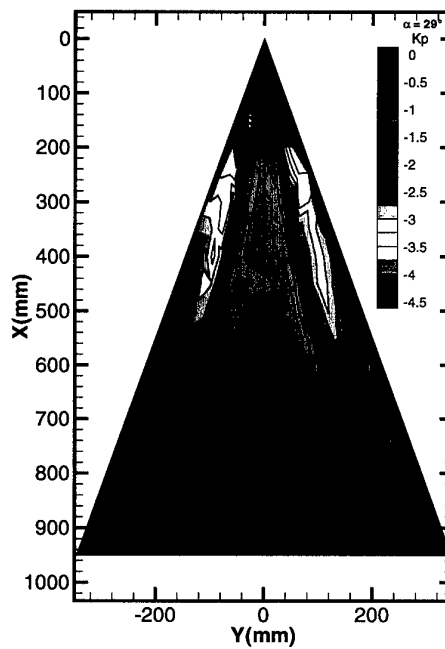
f) $\alpha = 27^\circ$



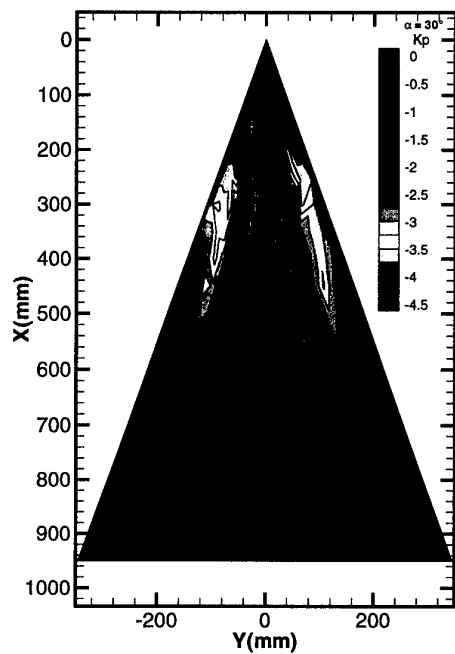
g) $\alpha = 28^\circ$



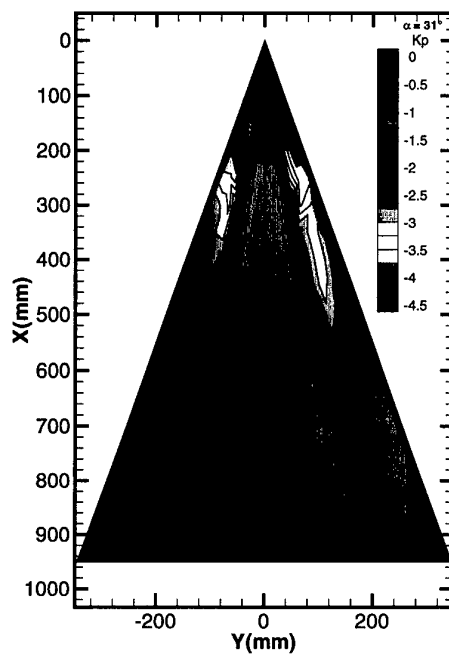
h) $\alpha = 29^\circ$



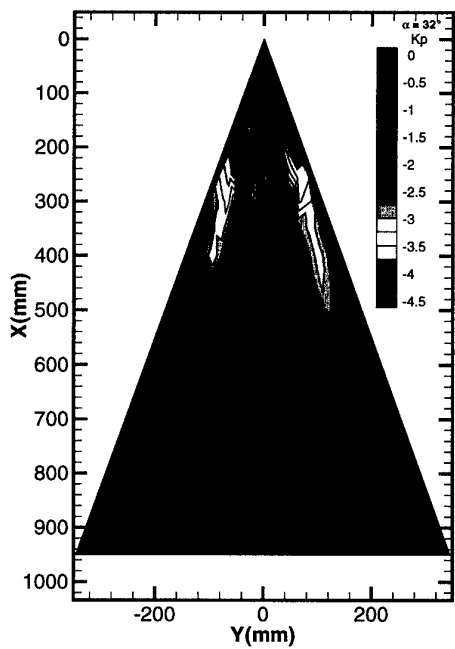
i) $\alpha = 30^\circ$



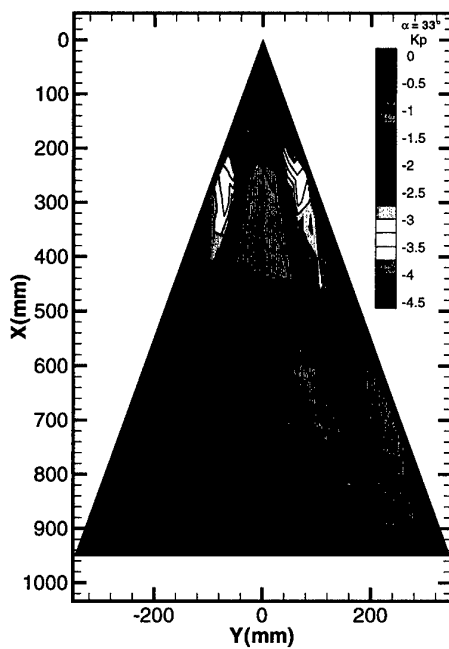
j) $\alpha = 31^\circ$



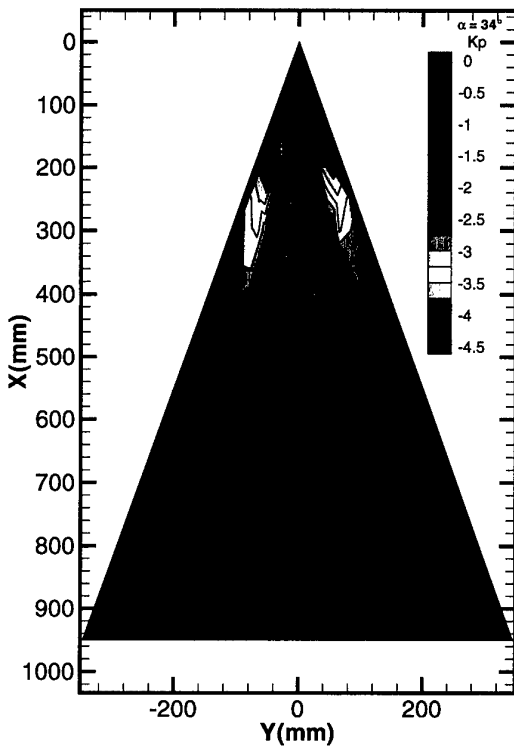
k) $\alpha = 32^\circ$



l) $\alpha = 33^\circ$



m) $\alpha = 34^\circ$



n) $\alpha = 35^\circ$

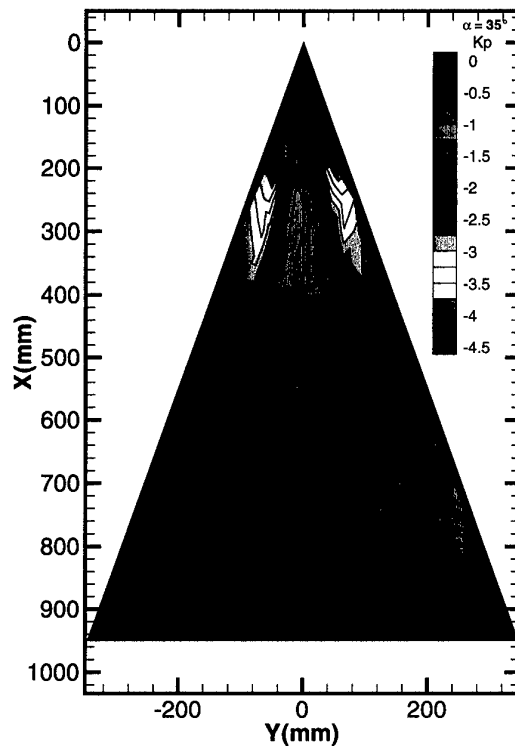


Fig. 5.17 : Cas nominal sans contrôle. Evolutions des iso-valeurs du coefficient de pression K_p en fonction de l'incidence pour $U_\infty = 24\text{m/s}$.

D'un point de vue général, la figure 5.18 présente l'évolution longitudinale du coefficient de pression minimal $K_{p\text{min}}$ pour chacune des incidences étudiées. Les courbes ont été réalisées en associant les résultats sur les parties droite et gauche de l'aile delta. Pour chaque valeur de X/c , nous avons déterminé la valeur minimale de la pression. La figure présente, pour les différentes valeurs de l'incidence, l'évolution longitudinale du minimum de la pression pariétale. Les résultats montrent que la dépression décroît quand la distance à l'apex croît. On constate également que $K_{p\text{min}}$ prend une même valeur au niveau du bord de fuite de l'aile. Cependant, l'allure générale des courbes change selon la valeur de l'incidence. Les résultats correspondant à $\alpha = 31^\circ$ et 32° ne sont pas

présentés du fait de l'importante dissymétrie entre les cotés droit et gauche de l'aile qui n'a pas permis d'associer les résultats.

Quand le point d'éclatement est situé au-delà du bord de fuite de la maquette ($\alpha < 23^\circ$), la dépression à l'extrados croît avec l'incidence, l'évolution de K_{pmin} selon la direction longitudinale étant identique pour les différentes incidences. A partir de $\alpha = 25^\circ$, l'éclatement se produit au-dessus de l'aile, puis se déplace en direction de l'apex pour des valeurs supérieures de l'incidence. Ainsi, pour α compris entre 25 et 30° , il est possible de distinguer deux régions caractéristiques sur les répartitions de pression. Entre l'apex et $X/c = 0,58$ ($X = 550\text{mm}$) environ, les courbes s'échelonnent en fonction de l'incidence. Dans la seconde région caractéristique, qui se situe entre $X/c = 0,58$ et le bord de fuite de l'aile, on observe une superposition des courbes de $K_{p min}$, quelle que soit l'incidence. En aval de l'éclatement, le développement de la zone de recirculation conduit à rendre la valeur minimale de la pression indépendante de l'incidence. Il est intéressant de noter que si l'on considère les valeurs de l'incidence comprises entre 28 et 30° , la limite entre les deux zones définies précédemment se déplace vers l'apex à $X/c = 0,46$ ($X = 440\text{mm}$). En outre, pour les valeurs élevées de l'incidence ($\alpha > 33^\circ$), le comportement des répartitions longitudinales de la pression pariétale change d'allure par rapport aux résultats obtenus dans le domaine $25^\circ < \alpha < 30^\circ$. Pour ces configurations, l'éclatement intervient près de l'apex, ce qui modifie fondamentalement le développement des tourbillons. En particulier, la dépression est rapidement atténuée à cause de l'augmentation de la pression dans la zone de recirculation en aval de l'éclatement tourbillonnaire.

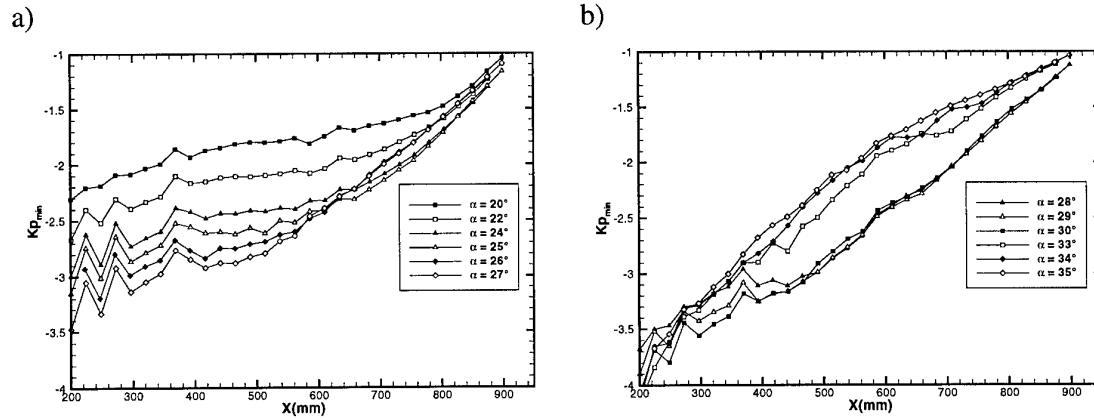


Fig. 5.18 : Cas nominal sans contrôle. Evolution longitudinale du coefficient de pression $K_{p_{min}}$ en fonction de l'incidence pour une vitesse amont $U_{\infty} = 24\text{m/s}$.

5.4.5. Effet de l'éclatement tourbillonnaire sur la portance de l'aile

A partir de 25° d'incidence, l'éclatement se situe au-dessus de l'aile. Il est alors intéressant de rechercher son influence sur les répartitions de la pression à la paroi et de montrer les conséquences de ce phénomène sur la portance de l'aile. D'après les résultats précédents, qui ont permis de définir l'évolution de la pression pariétale en fonction de l'incidence, il apparaît difficile de mettre en évidence l'éclatement à partir du seul examen des distributions de pression. Une approche plus globale consiste à intégrer le champ de pression sur la surface de l'extrados pour définir un pseudo coefficient de portance C_{zs} . Ce coefficient, qui est obtenu en calculant l'intégrale dans le domaine de mesure de K_p , est assimilable à un coefficient de portance réduit à la surface du domaine de mesure et à l'extrados de l'aile. On obtient ainsi :

$$C_{zs} = \frac{1}{S} \iint_{(s)} -K_p dS$$

où S est la surface totale d'intégration.

La détermination de l'intégrale de surface nécessite de procéder à une interpolation des résultats expérimentaux suivant l'envergure et la corde de l'aile, pour chaque demi-envergure, afin de tenir compte de la dissymétrie dans la répartition des prises de pression. La figure 5.19 donne le maillage régulier utilisé pour la détermination des grandeurs à intégrer. La figure 5.20 présente une comparaison selon cinq stations des résultats mesurés et des profils de K_p interpolés. On constate que la courbe interpolée représente une excellente approximation des résultats expérimentaux.

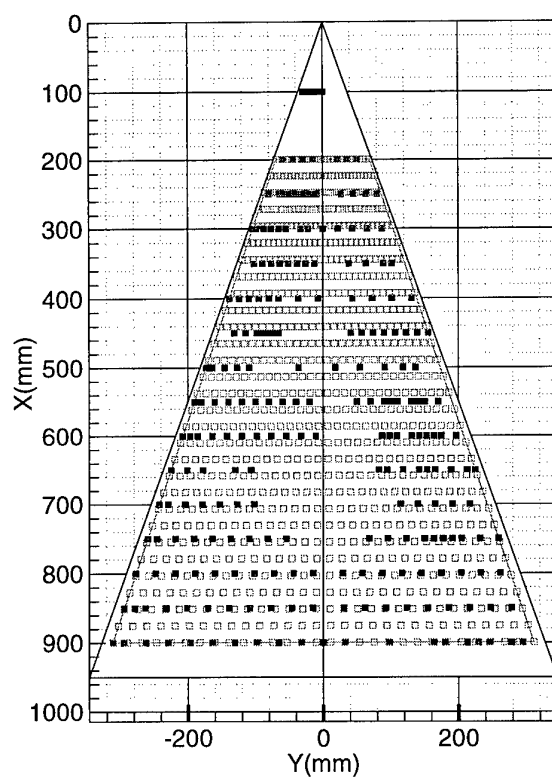


Fig. 5.19 : Maillage d'interpolation pour calculer de la portance utilisant les mesures de pressions pariétales.

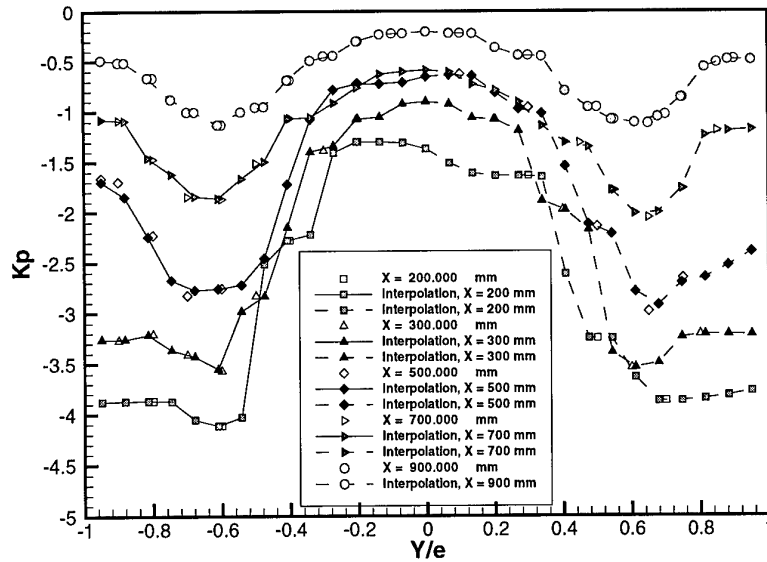


Fig. 5.20 : Comparaison du profil de K_p après interpolation aux résultats de mesure.

La figure 5.21 présente les résultats de C_{zs} , côtés droit et gauche, obtenus pour chacune des incidences étudiées et pour $U_\infty = 24\text{m/s}$. On constate que ces courbes présentent une évolution semblable à droite et à gauche de l'aile, avec une différence en niveau qui s'explique d'une part par la dissymétrie de l'écoulement, d'autre part du fait d'une répartition des points de mesure différente de chaque côté de l'aile. La figure 5.22, présente la somme des coefficients $C_{zs}(d)$ et $C_{zs}(g)$ pour chaque incidence, donnant ainsi le coefficient C_{zs} pour l'ensemble de l'aile. D'après cette courbe, la portance croît rapidement jusqu'à $\alpha = 26^\circ$. Entre 26 et 30° , on note une faible diminution de cette portance, indiquant une influence peu marquée de l'éclatement sur l'aile. Au-delà de $\alpha = 30^\circ$, les variations sont très rapides, indiquant une forte déstabilisation de la portance. Ce type de résultats est très intéressant pour la recherche d'un contrôle de l'éclatement. En effet, il permet de vérifier aisément l'influence des modes de contrôle.

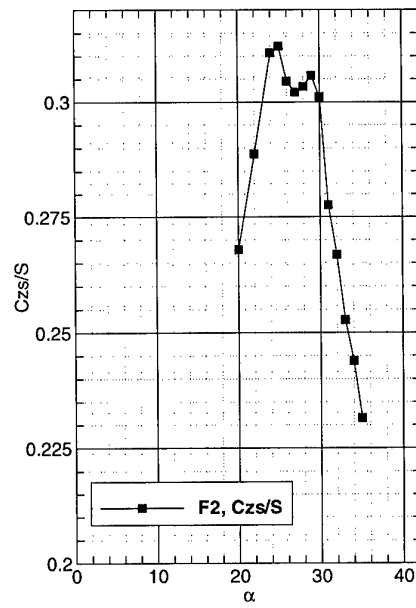
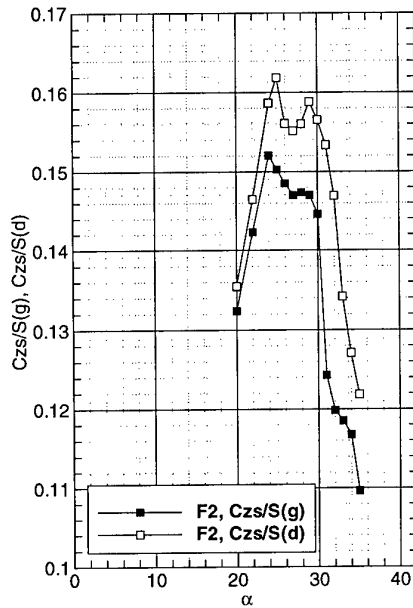


Fig. 5.21 : Evolution du coefficient de portance C_{zs} en fonction de l'incidence pour chaque demi-aile mesurée. $U_\infty = 24\text{m/s}$.
 Fig. 5.22 : Evolution du coefficient de portance total $C_{zs}(t)$ en fonction de l'incidence. $U_\infty = 24\text{m/s}$.

La figure 5.23 présente l'évolution de l'intégrale du coefficient de pression K_p selon l'envergure de l'aile, adimensionnée par la valeur locale de l'envergure e , en fonction de l'incidence, à X/c constant :

$$C_e = \frac{1}{e} \int -K_p dy$$

On constate que C_e croît au fur et à mesure que l'on se déplace vers le bord de fuite de l'aile, jusqu'à une abscisse limite située aux environs de $X/c = 0,51$ ($X = 489\text{mm}$). Au-delà, les évolutions se superposent à partir de $\alpha = 30^\circ$; puis pour les sections situées au-delà de $X/c = 0,64$ ($X = 609\text{mm}$), on observe que les courbes sont confondues pour tout le domaine d'incidences considéré. On note un changement de la pente des courbes au-dessus de 30° d'incidence. Au-delà de $\alpha = 30^\circ$, la pente devient négative pour toutes les sections.

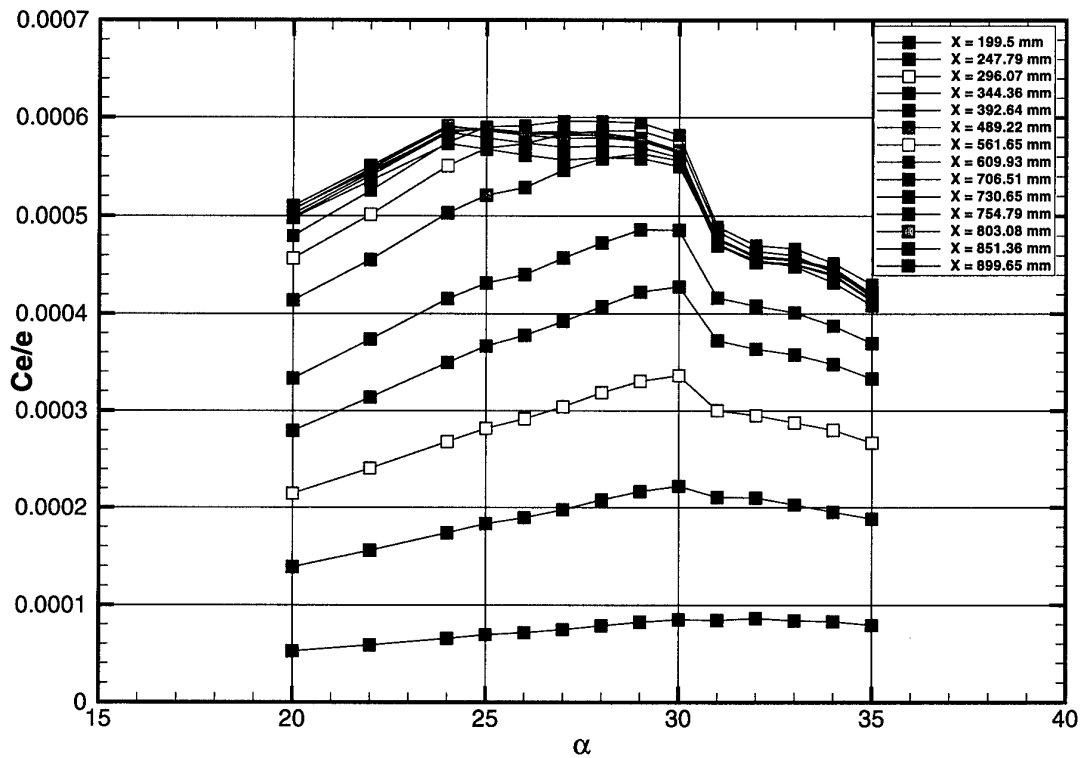


Fig. 5.23 : Cas nominal sans contrôle. Evolution du coefficient de portance en envergure C_e/e en fonction de l'incidence. $U_\infty = 24\text{m/s}$.

Les évolutions de C_e peuvent être découpées en 3 domaines. Le premier est défini entre l'apex de l'aile et $X/c = 0,51$ ($X = 489\text{mm}$). L'évolution de C_e y est sensiblement linéaire jusqu'à $\alpha = 30^\circ$. A cette incidence, on note une inversion de l'évolution de C_e et une rupture brutale de la pente jusqu'à $\alpha = 31^\circ$. Au-delà, la décroissance de C_e se poursuit, mais avec une pente plus faible.

Le second domaine est compris entre $X/c = 0,51$ et $0,64$ ($X = 489$ et 609mm). Cette zone est caractérisée par le développement d'un plateau de C_e pour les incidences inférieures à 30° . Au-delà de $\alpha = 30^\circ$, les évolutions de C_e sont identiques à celles observées pour les sections proches de l'apex.

Le troisième domaine se situe entre $X/c = 0,64$ ($X = 609\text{mm}$) et le bord de fuite de l'aile. Dans cette région, on n'observe plus d'évolution des courbes d'une section à l'autre quand on se dirige vers le bord de fuite.

Ces résultats apportent une information intéressante sur l'influence de l'éclatement sur la portance de l'aile et, dans le cas d'un avion réel, sur les modifications de sa stabilité lorsque ce phénomène devient important. En effet, il convient d'observer que le phénomène d'éclatement conduit à une diminution sensible de la portance quand la zone de recirculation occupe une part importante de la surface de l'aile. Cependant, dans le cadre d'une stratégie de contrôle des oscillations naturelles du point d'éclatement, l'utilisation de la portance comme paramètre de contrôle dans la boucle d'asservissement n'est pas envisageable en raison de sa faible sensibilité aux variations de la position du point d'éclatement.

Greenwell et Wood (1992) ont proposé un modèle pour l'identification de la position de l'éclatement par les mesures de pression stationnaires. Ils ont noté que l'éclatement n'est pas associé à un changement du minimum du coefficient de pression K_{pmin} . Leur hypothèse est basée sur la demi-largeur de la distribution de pression pariétale sur l'extrados. Cette valeur est définie comme la distance transversale entre la position de K_{pmin} et un point situé à 95% de ce minimum ($0,5K_{pmin}$). Cette distance transversale $\Delta Y/e$ est appelée la demi-largeur. Greenwell et Wood ont constaté qu'une variation brutale de cette grandeur correspondait à l'apparition de l'éclatement sur l'extrados pour des positions différentes en fonction de l'incidence. Toutefois, ces tendances n'ont pas été observées dans nos résultats. Les résultats montrent que l'analyse des mesures de pression

stationnaire ne constituent pas un paramètre satisfaisant pour l'identification de la position moyenne de l'éclatement.

5.5. Mesures de pression instationnaire

Une approche connexe a consisté à utiliser des mesures de pression instationnaire pour analyser leur comportement en fonction de leurs localisations par rapport à l'éclatement. Jupp *et al.* (1998) ont montré que des mesures instationnaires peuvent être utilisées pour identifier la position du point d'éclatement. Les grandeurs prises en compte par ces auteurs étaient les valeurs RMS autour de la valeur moyenne de K_p . Dans notre cas, la conception de la maquette ne permettait pas l'implantation d'un aussi grand nombre de capteurs instationnaires que sur la maquette de Jupp *et al.*

Afin de caractériser l'influence de l'éclatement sur les pressions instationnaires, 17 capteurs de pression Kulite™ ont été insérés à l'extrados de l'aile. Ces mesures ont été exécutées avec la maquette placée à 27° d'incidence et une vitesse U_∞ fixée à 24m/s. Dans ces conditions, l'éclatement se situe aux environs de $X/c = 0,65$ ($X =$ de 615 à 620mm). Ils ont été implantés suivant 4 lignes transversales disposées parallèlement à l'envergure sur le côté droit de l'extrados de l'aile comme indiqué § 3.2 et Fig. 3.12.

Dans un premier temps, on a comparé les résultats des mesures données par les capteurs instationnaire à ceux obtenus lors des essais précédents et acquis à l'aide de prises de pression stationnaire. Pour ces dernières, la valeur moyenne de K_p a été calculée en moyennant 500 valeurs enregistrées à une fréquence de 7kHz. Pour les résultats issus des capteurs instationnaires, les K_p sont obtenus en effectuant la moyenne de 10000 échantillons de pression acquis à une fréquence de

5kHz. La figure 5.24 présente les évolutions du coefficient de pression K_p résultant des deux méthodes dans quatre sections de comparaison. On remarque à $X/c = 0,84$, une différence importante pour le capteur situé à $Y/e = 0,7$. On a constaté au cours des acquisitions un dysfonctionnement aléatoire de la voie de mesure numéro 1 attachée à ce capteur. Ne disposant pas d'autre voie, l'analyse des résultats ne prendra pas en compte les acquisitions issues de celle-ci. Pour les autres voies de mesure, on note sur la figure 5.24 un bon accord entre les différents résultats, quelle que soit la section considérée.

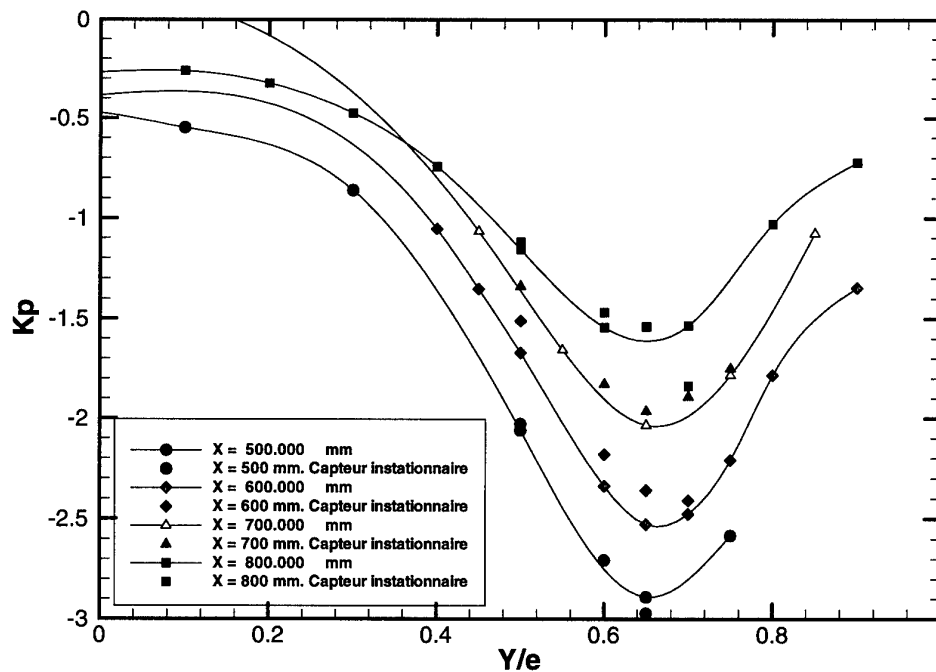


Fig. 5.24 : Comparaison des mesures stationnaires et instationnaires. $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

Sur la figure 5.25 sont représentées les évolutions en fonction du temps du coefficient de pression K_p , pour les différentes sections étudiées. D'après cette figure, on observe une relative stabilité de la grandeur, ainsi qu'une évolution basse fréquence du phénomène sur l'ensemble des signaux. Ce type de tracé ne permet pas de mettre en évidence d'autres particularités du phénomène.

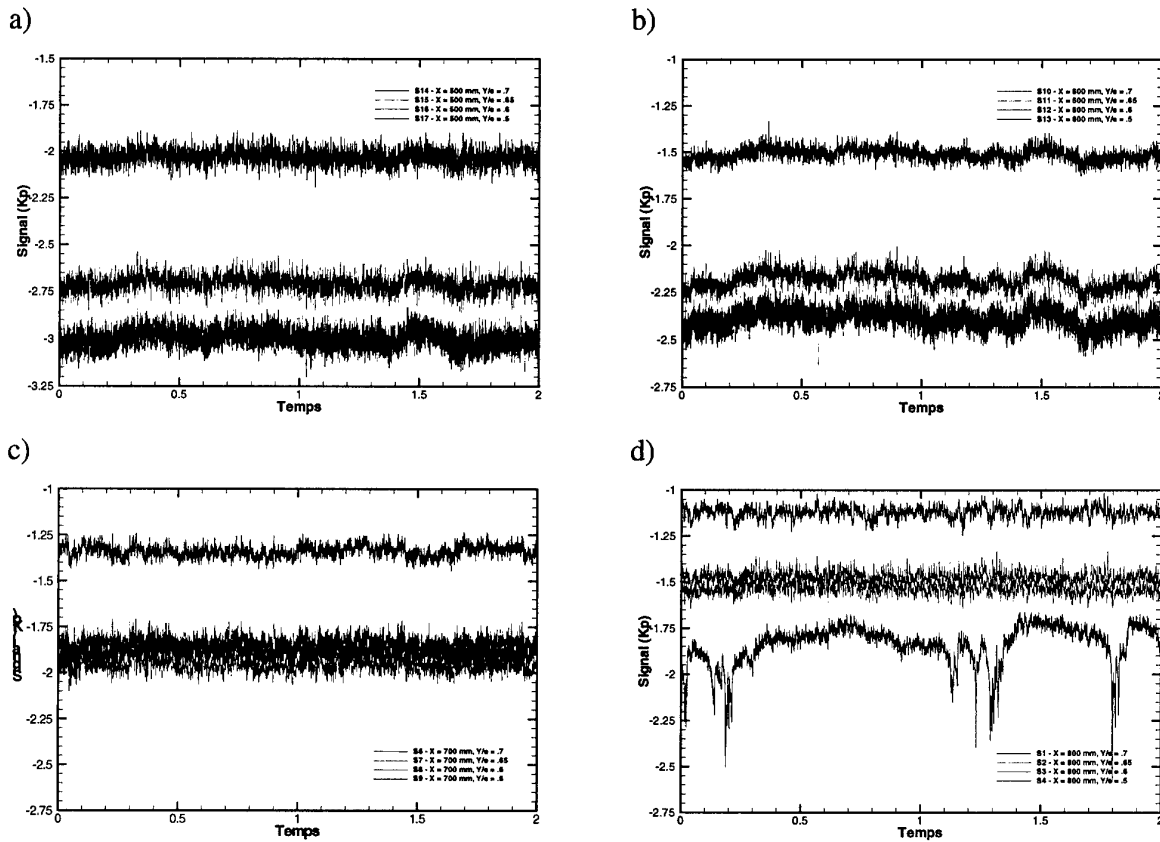


Fig. 5.25 : Evolution du coefficient de pression K_p en fonction du temps pour chaque capteur. (a) Capteurs à $X/c = 0,53$ (No. 14, 15, 16 et 17). (b) Capteurs à $X/c = 0,63$ (No. 10, 11, 12 et 13). (c) Capteurs à $X/c = 0,74$ (No. 6, 7, 8 et 9). (d) Capteurs à $X/c = 0,84$ (No. 1, 2, 3, et 4).

Afin de mettre en évidence une éventuelle trace de l'éclatement sur les pressions instationnaires à la paroi, qui se manifesterait par une fréquence caractéristique, on a calculé la densité spectrale de puissance de chacun des signaux issus des capteurs Kulite™. La figure 5.26 regroupe les quatre positions X/c étudiées. La figure 5.26a présente les tracés de la densité spectrale de puissance pour les 4 capteurs situés à $X/c = 0,53$, en amont de l'éclatement. On remarque que les 4 spectres ont un pic caractéristique à une fréquence d'environ 2Hz. Au-delà, aucune autre fréquence caractéristique n'est mise en évidence. Sur la figure 5.26b, les 4 capteurs sont situés juste en amont de la position moyenne de l'éclatement et correspondent, dans certains cas, à une position éclatée. Un pic est mis en évidence pour les 4 capteurs à une fréquence de 2Hz, identique au cas présenté Fig. 5.26a. On

remarque, au niveau des capteurs entourant l'axe du tourbillon, 2 pics situés à des fréquences d'environ 15 et 20Hz. En aval de la position moyenne de l'éclatement, les caractéristiques mises en évidence pour les 2 précédentes stations se confirment. A $X/c = 0,74$, on note l'apparition de pics caractéristiques autour de la fréquence de 100Hz sur l'ensemble des capteurs (voir Fig. 5.26c). A $X/c = 0,84$, l'ensemble des caractéristiques se confirme (voir Fig. 5.26d) et deux zones parfaitement distinctes sont mises en évidence. L'une pour des fréquences voisine de 20Hz, l'autre pour des fréquences d'environ 100Hz.

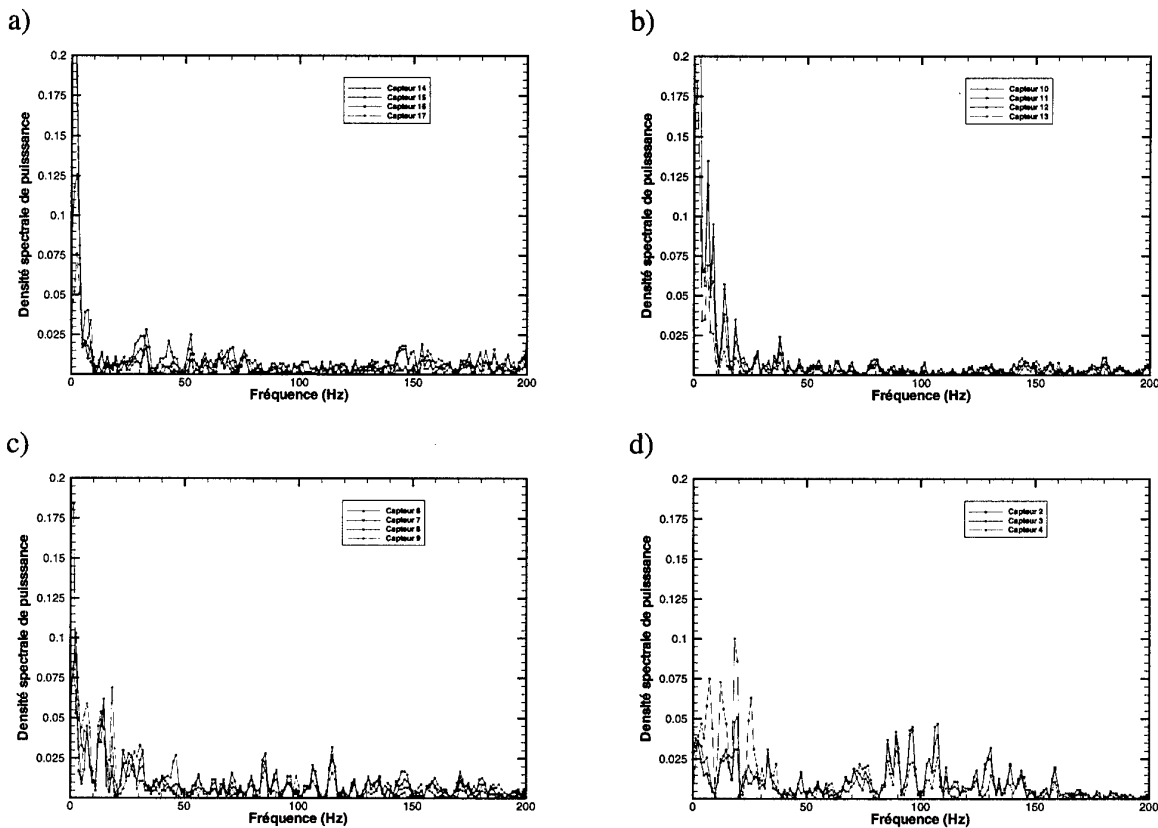


Fig. 5.26 : Densité spectrale de puissance des signaux issus des capteurs. (a) Capteurs à $X/c = 0,53$ (No. 14, 15, 16 et 17). (b) Capteurs à $X/c = 0,63$ (No. 10, 11, 12 et 13). (c) Capteurs à $X/c = 0,74$ (No. 6, 7, 8 et 9). (d) Capteurs à $X/c = 0,84$ (No. 1, 2, 3, et 4). $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

D'après ces résultats, il paraît possible de détecter l'influence de l'éclatement sur l'extrados de l'aile avec des capteurs de pression instationnaire. Toutefois, l'information indiquant une modification du champ de pression instationnaire correspondant à l'éclatement, est décalée dans la direction aval par rapport à la position du point d'éclatement dans le champ.

5.6. Vélocimétrie Laser

Une partie importante de l'étude a porté sur l'analyse détaillée de l'éclatement par vélocimétrie laser tridirectionnelle. Cette technique permet d'accéder au champ de vitesse moyenne ainsi qu'à la turbulence à travers les corrélations statistiques entre les diverses fluctuations de vitesse. La technique utilisée dans cette thèse a permis, au cours d'une même mesure, de déterminer les trois composantes du vecteur vitesse ainsi que celles du tenseur de Reynolds associé. L'écoulement à l'extrados de l'aile a été exploré en utilisant deux configurations de sondage du vélocimètre : selon un plan latéral transversal, perpendiculaire à l'extrados et à la corde ; et selon un plan latéral longitudinal passant par l'axe du tourbillon. La position du plan de sondage latéral longitudinal a été définie d'après des mesures dans des plans latéraux transversaux qui ont permis de localiser le cœur du tourbillon. Dans les deux cas, grâce à la symétrie de l'écoulement sur l'extrados, on n'a considéré qu'une demi-aile correspondant au côté gauche (sens pilote) de l'aile delta (valeurs négatives de la coordonnée Y). Ces mesures ont été effectuées pour les angles d'incidence $\alpha = 27^\circ$ et 30° , à une vitesse $U_\infty = 24\text{m/s}$.

Les résultats de cette étude sont présentés dans des plans perpendiculaires à l'extrados de l'aile et passant par l'envergure locale ou dans le plan parallèle à l'extrados de l'aile. De ce fait, ils correspondent à la projection selon un angle d'environ 7° des données relevées dans des plans

respectivement perpendiculaire et parallèle à l'axe du tourbillon. La perte d'information au niveau du module de la vitesse ne dépasse cependant pas 4% (Laval-Jeantet 1993).

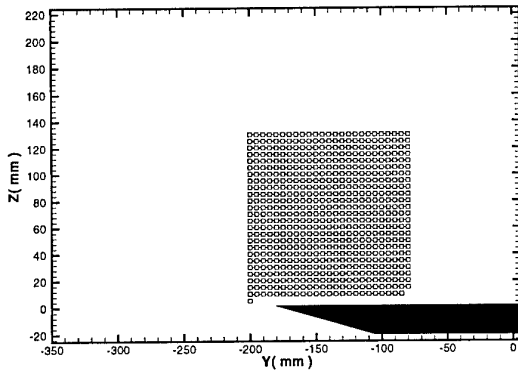
Deux campagnes de vélocimétrie laser ont été réalisées pour le cas nominal sans soufflage. La première campagne avait pour but de mesurer l'écoulement sur l'extrados de l'aile, près de l'extrados. Malgré les diverses possibilités optiques offertes par le vélocimètre, les mesures demandées très près de la paroi ont nécessité un positionnement particulier de la maquette, par rotation en roulis autour d'un axe correspondant à une incidence de 27° . Cette rotation conserve l'incidence aérodynamique de l'aile tout en favorisant l'approche du volume de mesure jusqu'à la paroi dans une configuration angulaire satisfaisante pour la qualité des mesures. L'angle de roulis φ a été choisi de manière à ce que les faisceaux provenant de l'amont veine soient tangents à la paroi de l'aile pour l'incidence sélectionnée, soit $\varphi = 11,24^\circ$ si $\alpha = 27^\circ$. Pour que la maquette reste au voisinage de l'axe veine, une cale biaise spécifique d'un couple de valeurs (α, φ) était intercalée entre l'aile et le mât support coudé. Trois angles définissent cette configuration de montage : l'angle de mât support ($27,45^\circ$), l'angle de cale ($-5,15^\circ$) et l'angle de rotation de l'aile sur la cale (-10°).

Douze plans perpendiculaires entre $X/c = 0,53$ et $0,84$ ($X = 500$ et 800mm) ont été sondés par vélocimétrie laser. L'avantage des mesures avec cale biaise est de permettre des mesures à proximité immédiate de l'extrados de l'aile. Les maillages des points de mesure pour les différents plans perpendiculaires étudiés sont constitués d'environ 1400 points repartis à l'extrados entre $Z/e = 0,04$ et $Z/e = 0,7$, sur une largeur comprise entre $-0,4 < Y/e < -1,1$. Le pas entre chaque point de mesure est de 2mm. Les plans perpendiculaires étaient situés à $X/c = 0,53, 0,58, 0,61, 0,63, 0,65, 0,67, 0,69, 0,72, 0,74, 0,76, 0,84$ correspondant à $X = 500, 550, 580, 600, 620, 640, 660, 680, 700,$

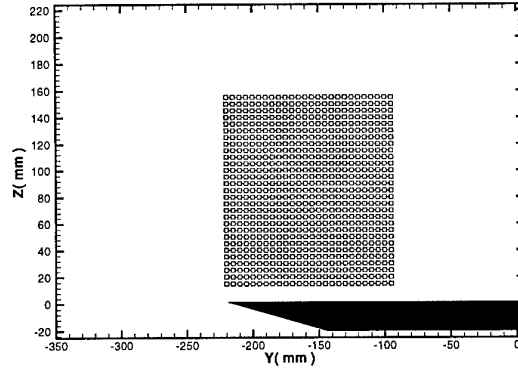
720 et 800mm. Pendant ces essais, on a noté que le montage sur cale biaise introduisait une dissymétrie des deux tourbillons par rapport au montage habituel. La position de l'éclatement mesurée par vélocimétrie laser s'est révélée être située à environ 100mm en amont de la position moyenne observée dans les résultats de tomoscopie laser. Toutefois, les résultats de la vélocimétrie laser montrent les mêmes caractéristiques d'écoulement que ceux obtenus par la tomoscopie laser.

La deuxième campagne a été réalisée sans cale biaise, ce qui correspond à la configuration étudiée par tomoscopie laser. La maquette a été montée directement sur le mât support coudé sans angle de roulis, avec une incidence égale à 27° et à 30° . Cette campagne est constituée de 4 plans d'exploration perpendiculaires à l'aile et à sa corde et d'un plan longitudinal passant par l'axe du tourbillon. Les plans perpendiculaires se situent à $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$), correspondant à un tourbillon non éclaté, $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$), juste en amont de l'éclatement, $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$), en aval de l'éclatement, et $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$), correspondant à une région où la zone de recirculation s'approche de l'extrados de l'aile. Chacun de ces plans contient environ 1400 points de mesure situés en envergure dans l'intervalle $-0,4 < Y/e < -1,1$. Le pas entre les points est de 2mm. La figure 5.27 présente les maillages pour les différents plans perpendiculaires étudiés. Sur ces tracés, on constate que la distance entre le premier point d'exploration et la paroi de l'aile est relativement importante (environ 12mm). Ceci est dû au réglage de la tête d'émission du banc de vélocimétrie laser tridirectionnel qui ne permet pas une inclinaison correspondant à l'incidence de la maquette.

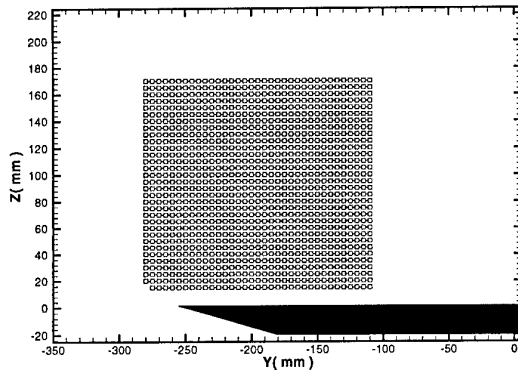
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

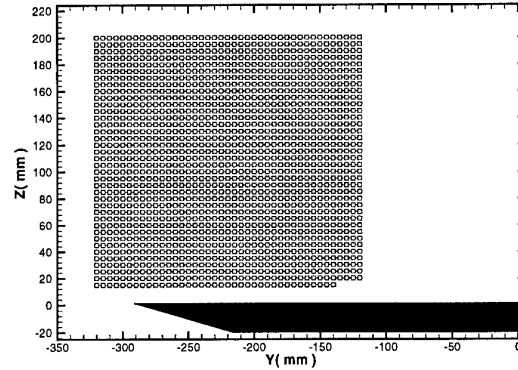


Fig. 5.27 : Maillages des points de sondage par vélocimétrie laser pour les 4 plans perpendiculaires étudiés sans cale biaise. (a) $X/c = 0,53$. (b) $X/c = 0,63$. (c) $X/c = 0,74$. (d) $X/c = 0,84$.

Les maillages dans la première campagne étaient plus proche de l'extrados, mais la position moyenne de l'éclatement ne correspondait pas avec les résultats observés avec la tomoscopie laser. Dans les paragraphes suivants, seuls les résultats de cette deuxième campagne sont présentés et discutés à l'exception des quelques fois où on parlera explicitement de la première campagne (avec la cale biaise).

Les résultats obtenus dans les plans perpendiculaires permettent de déterminer l'évolution longitudinale de la position de l'axe du tourbillon. Le centre de la structure tourbillonnaire est défini comme le point où la composante axiale U/U_∞ est maximale et où les composantes V/U_∞ et W/U_∞

s'annulent. A partir de la connaissance de la position de l'axe du tourbillon, il est possible de définir les coordonnées des points de mesure dans le plan longitudinal qui passe par cet axe. Le plan longitudinal est exploré horizontalement depuis $X/c = 0,53$ jusqu'à $0,84$ ($X = 500$ à 800mm). Chaque maillage contient environ 525 points de mesure.

Le pas entre chaque point de mesure selon ces lignes transversales est de 5mm . Le pas entre ces lignes suivant la direction X est de 20mm . La figure 5.28 présente la projection du maillage du plan longitudinal sur l'extrados de la maquette (gris foncé).

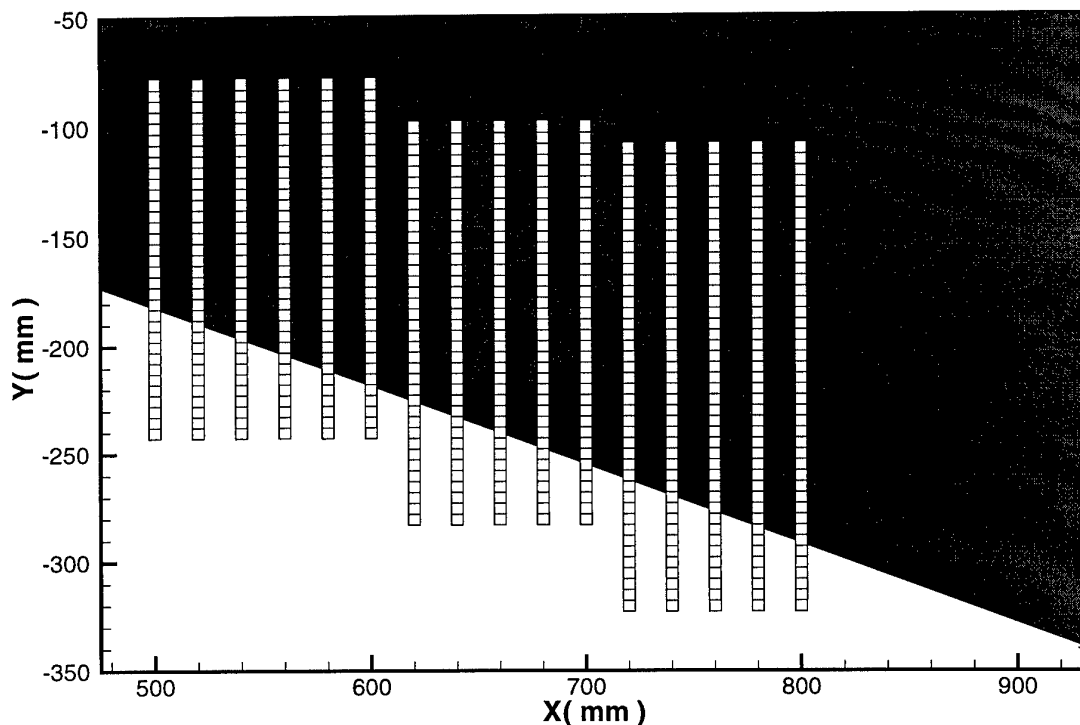


Fig. 5.28 : Maillage du plan longitudinal en configuration nominale.

5.6.1. Oscillation longitudinale de la position d'éclatement

Les visualisations par tomoscopies laser ont montré que l'éclatement est un phénomène très fluctuant. Malgré le caractère quasi-qualitatif de cette méthode, l'analyse temporelle des

enregistrements vidéos a montré des oscillations longitudinales de la position d'éclatement et mis en évidence des fréquences caractéristiques de fluctuation. La vélocimétrie laser permet l'acquisition de véritables données quantitatives et instationnaires. Avec les mesures par vélocimétrie laser, les aspects fortement fluctuants de l'éclatement peuvent être caractérisés en construisant les histogrammes des composantes U, V et W de la vitesse instantanée. Un histogramme est une approximation de la fonction densité de probabilité croisée des deux variables aléatoires, dans ce cas U et W. Les histogrammes des composantes U et W à 3 abscisses différentes sont représentés sur la figure 5.29.

$X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)

$X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)

$X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

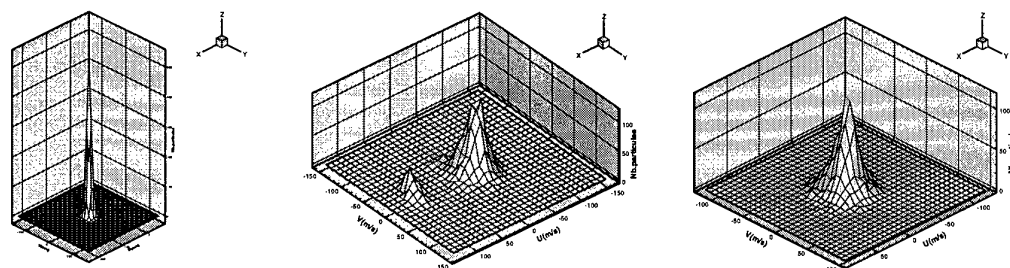


Fig. 5.29 : Histogrammes de la densité de probabilité croisée de \bar{U} et \bar{W} . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

En amont (voir Fig. 5.29a) et en aval (voir Fig. 5.29c) de la position moyenne de l'éclatement \bar{X}_b/c , les histogrammes ont une forme classique présentant un pic unique avec, autour, un étalement plus ou moins grand résultant principalement de ce que l'on considère comme étant de la turbulence. En revanche, au voisinage de la position moyenne de l'éclatement ($\bar{X}_b/c = 0,65$), les histogrammes comportent deux pics bien distincts, indices d'une forte intermittence affectant l'origine de l'éclatement instantané. Dans ce plan, le vélocimètre mesure tantôt un état non éclaté, tantôt un état éclaté, ce qui induit des changements brutaux de la vitesse. En d'autres termes, la position d'éclatement oscille fortement autour de la position moyenne \bar{X}_b/c , la composante axiale

U passant d'une valeur élevée correspondant à la survitesse en amont de l'éclatement à une valeur négative dans la zone de recirculation. Ces résultats confirment quantitativement les observations de la tomoscopie laser en remettant en évidence les oscillations de la position de l'éclatement.

Cette oscillation longitudinale influence aussi la valeur de la vitesse moyenne calculée dans la région fluctuante. Pendant l'acquisition des 2000 particules, les valeurs instantanées de la composante axiale U correspondent tantôt à des pics de survitesse, tantôt à des déficits de vitesse. En conséquence, pour tout point de mesure situé dans ce domaine, le signe de la vitesse instantanée change régulièrement avec l'oscillation du point d'arrêt. La valeur moyenne calculée est finalement une moyenne statistique entre des valeurs correspondant à des états stables amont et aval relativement à l'éclatement.

Malheureusement, en raison de la capacité de stockage limitée du système d'acquisition, on ne pouvait enregistrer que 2000 particules en chaque point de mesure ; ce qui n'a pas permis de faire des analyses dans le domaine temporel, ni de calculer des spectres. Les histogrammes de la figure 5.29 sont représentatifs des tendances observées pour toutes les conditions d'essais.

5.6.2. Composantes de la vitesse moyennes

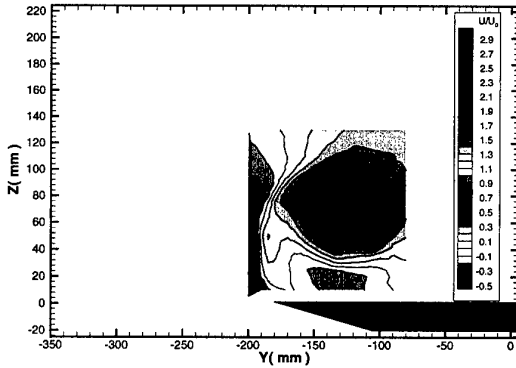
La figure 5.30 présente les contours iso-valeur de la composante axiale moyenne \bar{U} pour chacun des plans de mesure. Sur la figure 5.30a les résultats obtenus dans le plan $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$), situé en amont de la position moyenne d'éclatement, mettent en évidence une forte accélération de l'écoulement suivant l'axe du cœur du tourbillon principal. A cette position, la composante \bar{U} est près de 3,5 fois supérieure à la vitesse amont. Ces caractéristiques correspondent à un

comportement typique des tourbillons d'aile delta en amont de l'éclatement, le profil axial étant du type jet. Dans cette région de l'écoulement, le cœur du tourbillon a un diamètre de 5 à 10mm. Quand on s'éloigne du cœur, la composante axiale tend à devenir constante avec une valeur proche de U_∞ . La figure 5.30b présente les résultats dans le plan $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$), situé juste en amont de la position moyenne de l'éclatement. On remarque dans le cœur du tourbillon une survitesse légèrement plus importante que précédemment ($\bar{U} / U_\infty = 3,8$) et un accroissement de la zone à plus faible vitesse, située sous le tourbillon principal près de l'extrados de la maquette. Cette zone s'étend sur une plus grande surface de l'aile, ce qui correspond à l'accroissement de la taille du tourbillon principal.

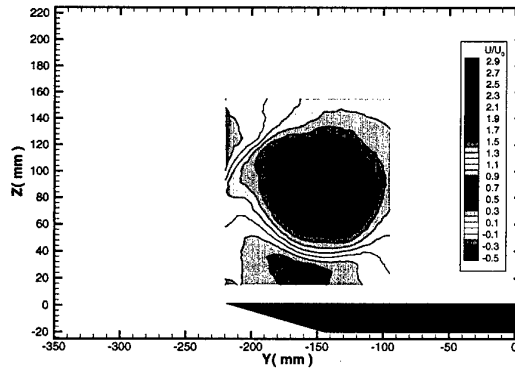
Sur la figure 5.30c, relative au plan $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$), on remarque au centre du tourbillon une zone de recirculation avec une vitesse \bar{U} négative. Il existe donc un point d'arrêt entre les plans $X/c = 0,63$ et $0,74$, qui correspond au changement de signe de la composante axiale de la vitesse. Ces résultats sont en bon accord avec ceux observés par tomoscopie laser. La zone de retour n'influence que la partie centrale du tourbillon. Sur la partie supérieure, on retrouve une survitesse importante, voisine de 2 fois la vitesse extérieure. Pour la partie inférieure, située sous le tourbillon principal, on ne note pas d'influence significative, excepté le grossissement de la zone à faible vitesse correspondant à la dilatation du tourbillon principal. Le diamètre du cœur du tourbillon atteint une valeur de 30mm dans ce plan de mesure. A $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$), l'éclatement est présent sur une plus grande partie du champ (voir Fig. 30d) et on constate que la zone de recirculation tend à disparaître, laissant la place à un cœur, ou bulbe, à faible vitesse. Ce bulbe grossit, sans pour autant avoir une influence au niveau de la partie inférieure ; on note simplement que l'accroissement du bulbe déchire l'enveloppe tourbillonnaire, pour se rapprocher de l'extrados

de l'aile. Le diamètre du cœur est égal à 50mm dans ce dernier plan. Sur la partie périphérique supérieure, la survitesse subsiste, mais diminue fortement. L'écoulement en aval la zone de recirculation est similaire à un écoulement de type sillage.

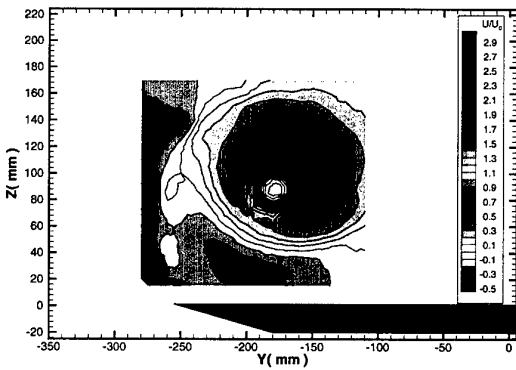
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

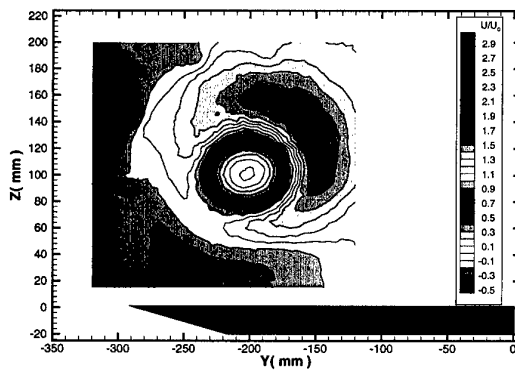
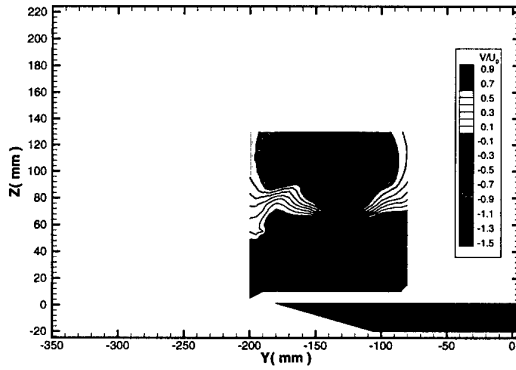


Fig. 5.30 : Evolution des iso-valeurs de la composante axiale de la vitesse moyenne \bar{U}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

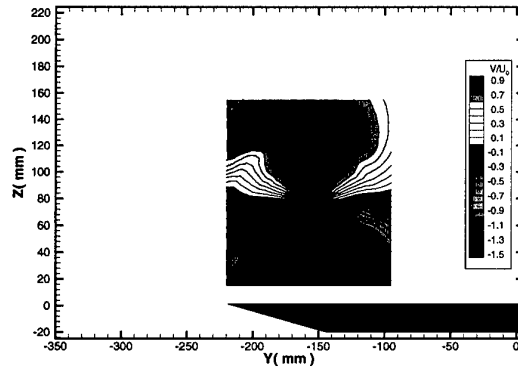
Les figures 5.31 et 5.32 présentent les valeurs des composantes transversale et normale de la vitesse moyenne, \bar{V}/U_∞ et \bar{W}/U_∞ respectivement, pour chaque plan de mesure. Le gradient vertical de la composante \bar{V}/U_∞ (voir Figs. 5.31a et 5.31b) et le gradient horizontal de la composante \bar{W}/U_∞ , (voir Figs. 5.32a et 5.32b) sont très intenses sur les deux plans en amont de l'éclatement, indiquant une forte rotation du système tourbillonnaire, le cœur tournant très rapidement sur lui-même. Le maximum atteint par la vitesse transversale ou normale étant environ $2U_\infty$. On a observé que l'éclatement se caractérise par une dilatation du cœur du tourbillon. Celle-ci se manifeste sur les

tracés des vitesses moyennes transversale et normale par un écartement des lignes iso-valeur (voir Figs. 5.31c et 5.32c). Au niveau des composantes transversale et normale, l'éclatement du tourbillon conduit à une diminution de ces composantes. D'après les valeurs de \bar{V}/U_∞ et \bar{W}/U_∞ mesurées à $X/c = 0,84$, un écoulement éclaté est évident sur une grande partie du champ (voir Figs. 5.31d et 5.32d).

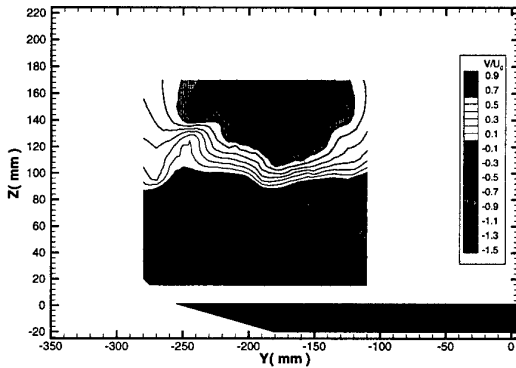
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

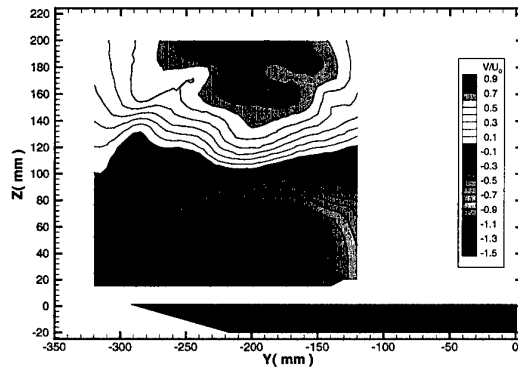
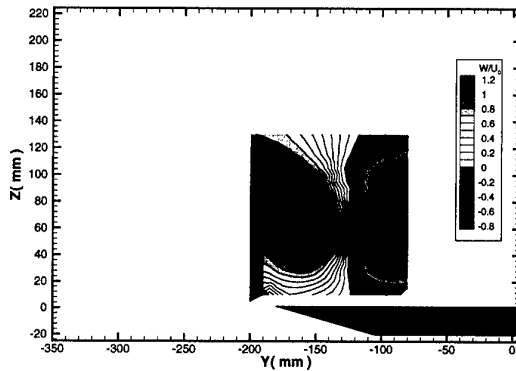
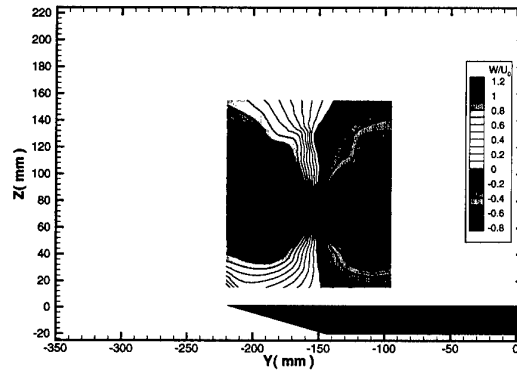


Fig. 5.31 : Evolution des iso-valeurs de la composante transversale de la vitesse moyenne \bar{V}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

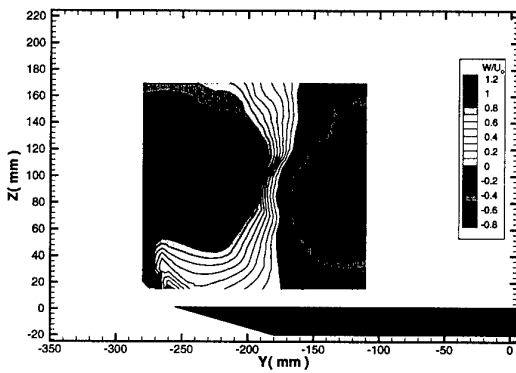
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

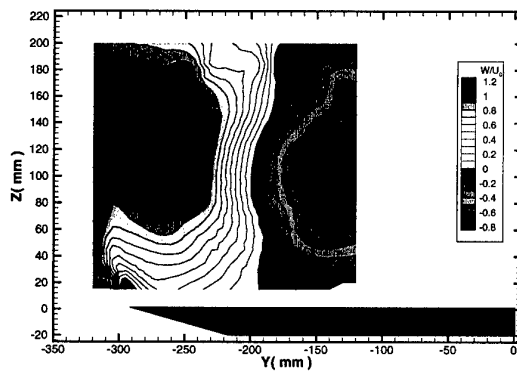


Fig. 5.32 : Evolution des iso-valeurs de la composante normale de la vitesse moyenne \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

Pour avoir une vue plus synthétique, on a tracé sur la figure 5.33 les profils de \bar{U}/U_∞ et \bar{W}/U_∞ mesurés dans les quatre sections précédentes. On observe les mêmes caractéristiques que celles discutées plus haut, mais ces tracés permettent de bien distinguer les états non éclaté et éclaté. Le profil de \bar{U}/U_∞ présente un creux, ou déficit, brutal dans la partie centrale de la structure à $X/c = 0,74$ qui marque l'existence de l'éclatement et de la zone de recirculation. L'évolution de la composante normale \bar{W}/U_∞ n'est que peu affectée par l'éclatement à cette station où on note une dilatation modeste du cœur visqueux accompagnée d'une diminution d'ensemble des vitesses de rotation. Sur les extrémités du profil, les composantes de vitesse demeurent inchangées. A $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$), la région de recirculation s'est considérablement élargie. Dans la zone

composant le tourbillon principal, la vitesse tangentielle évolue de manière monotone. La rotation s'effectue beaucoup plus lentement.

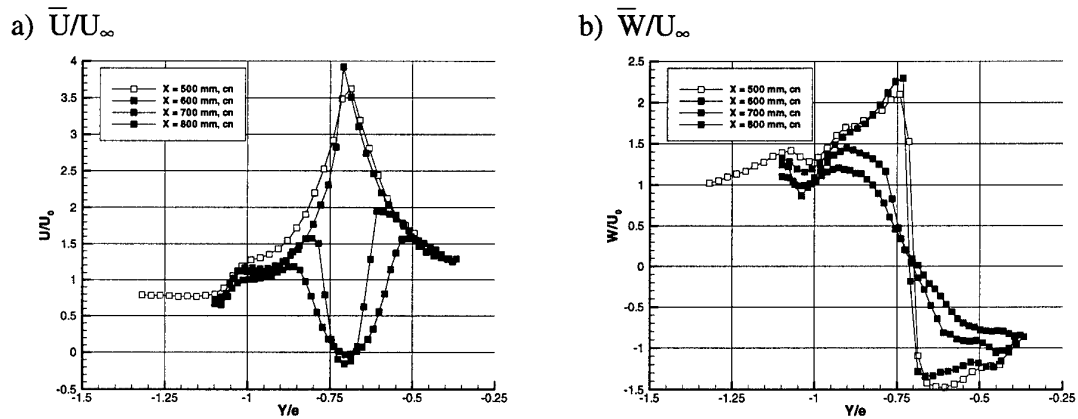


Fig. 5.33 : Distributions de vitesse moyenne pour les 4 plans perpendiculaires : $X/c = 0,53, 0,63, 0,74$ et $0,84$. (a) Composante axiale \bar{U}/U_∞ . (b) Composante normale \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

Il est à noter que les explorations effectuées le long de lignes transversales coupent le système tourbillonnaire en des zones différentes. Comme le montre la figure 5.34, le profil traverse le champ potentiel, la nappe tourbillonnaire issue du bord d'attaque, puis une zone peu influencée par le système tourbillonnaire, et enfin le tourbillon principal (Solignac, Pagan et Molton 1989). Le tourbillon principal peut être lui-même découpé en deux régions, l'une interne correspondant au noyau visqueux, la seconde intermédiaire dans laquelle l'écoulement est rotationnel et non visqueux (zone d'Euler).

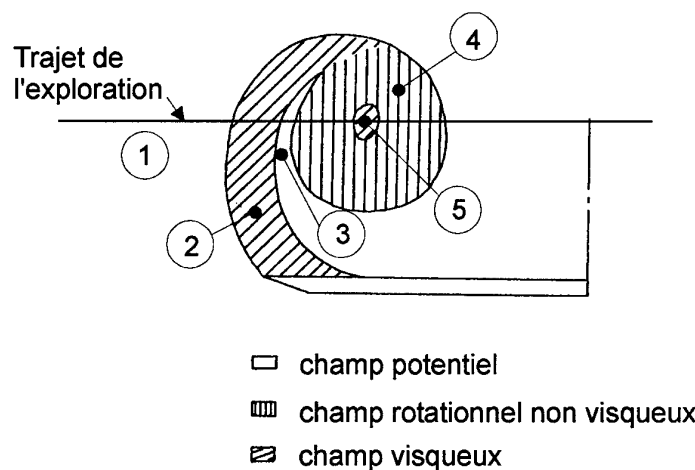


Fig. 5.34 : Schéma des différentes zones dans un tourbillon principal (Solignac *et.al.* 1989).

Quand on se réfère aux équations fondamentales régissant les écoulements, on constate que la vorticité –ou le rotationnel- est produite dans les régions où les termes visqueux sont actifs. Ces termes sont activés dès que les dérivées spatiales du champ de vitesse deviennent grandes, ce qui se produit dans les couches limites (et les ondes de choc en supersonique) et, dans une moindre mesure, au sein des sillages et des zones de mélanges. Pour l'aile delta, la vorticité est engendrée dans les couches limites d'extrados et surtout d'intrados. Lors du décollement au bord d'attaque cette vorticité est éjectée dans l'écoulement extérieur où elle n'est pratiquement plus produite par suite de l'affaiblissement des gradients de vitesse. Ce n'est pas le cas dans le cœur du tourbillon où le champ de vitesse est à nouveau très variable. Ainsi, la plus grande partie du tourbillon est une zone rotationnelle non visqueuse très petite, le tout baignant dans un écoulement irrotationnel. Cette organisation est analogue –mutatis mutandis- à la structure en triple couche de la couche limite mise en évidence par Lighthill dans sa célèbre "triple deck theory". L'existence d'une zone Euler faisant tampon entre un champ externe irrotationnel et une zone intérieure visqueuse ne doit donc pas nous surprendre.

Les mêmes zones sont mises en évidence sur les profils de vitesse en amont de l'éclatement, tels ceux présentés sur la figure 5.33. La figure 5.35 présente l'un de ces profils qui est partagé en 5 régions, correspondant à la traversée des trois zones de la figure 5.34. Ces distributions confirment la représentation analytique de Hall (1960, 1971). Le cœur visqueux correspond à un écoulement avec un mouvement du type rotation de corps solide. La zone intermédiaire et la zone extérieure sont des champs potentiels où l'écoulement est irrotationnel et le tourbillon suit la loi de vitesse de la forme . Finalement, la zone Euler correspond à un écoulement rotationnel et non-

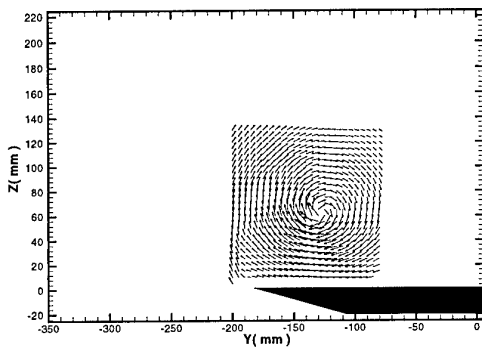
visqueux. La distribution de vitesse tangentielle est donnée par une relation déduite des équations d'Euler dans le cadre d'une hypothèse de similitude conique (Hall 1960, Pagan et Solignac 1986).

Fig. 5.35 : Profils des composantes axiale (\bar{U}/U_∞) et normales (\bar{W}/U_∞) de la vitesse moyenne en amont de l'éclatement qui sont découpés suivants les zones : noyau/cœur du tourbillon (zone 5), zone Euler (zone 4), zone intermédiaire (zone 3), nappe de cisaillement (zone 2), champ potentiel (zone 1) (Solignac, Pagan, Molton 1989).

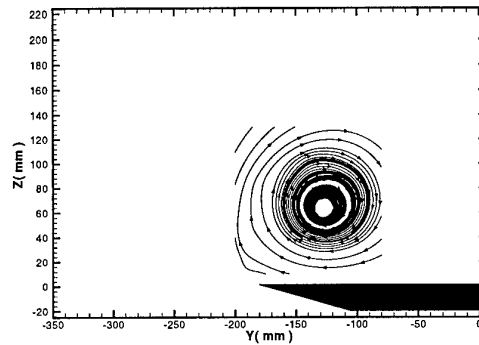
Les tracés des vecteurs vitesse et des lignes de force sur des plans perpendiculaires à l'extrados synthétisent les remarques précédentes. Ces lignes de force sont tangentes en chacun de leur point à la projection locale du vecteur vitesse. On a évité d'utiliser les termes trajectoire ou ligne de courant car les courbes tracées ne sont ni l'une, ni l'autre. Les tracés sur la figure 5.36 visualisent ainsi le mouvement de rotation associé au tourbillon principal. Ces résultats confirment ceux analysés par Solignac *et. al.* (1989). Les 4 tracés à gauche sur la figure 5.36 (a, c, e, g) présentent le champ de vitesse obtenu dans chaque plan. Ces vecteurs montrent l'enroulement de l'écoulement venant du bord d'attaque autour du tourbillon principal. Les lignes de force correspondant aux vecteurs vitesse

sont présentées à droite sur la figure 5.36 (b, d, f, h). Ces lignes de force s'enroulent autour de l'extérieur du tourbillon principal. En revanche, dans le cœur du tourbillon, les lignes de force se déroulent à partir du cœur vers l'extérieur. Entre les deux zones, on observe un ou plusieurs cercles limites, frontières entre des zones corotatives, et identifiant le cœur du tourbillon et les différentes régions de l'écoulement.

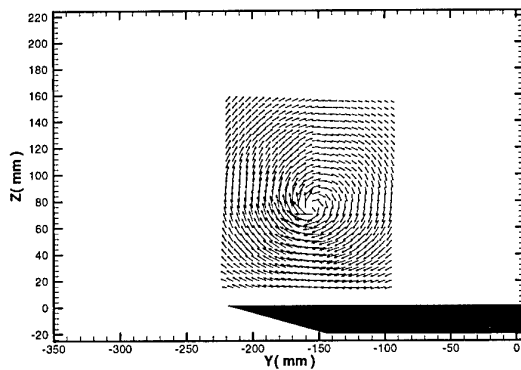
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



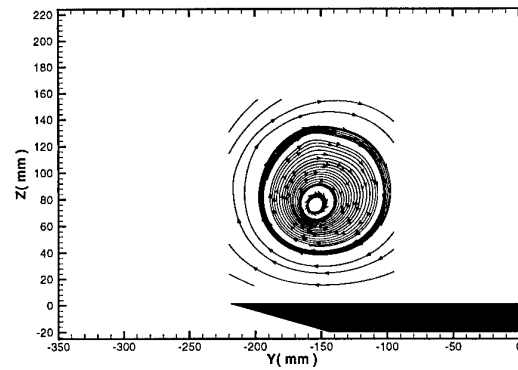
b) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



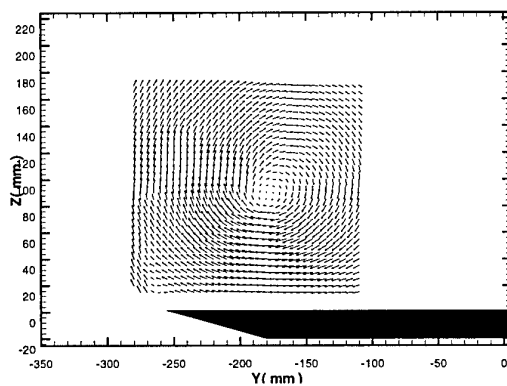
c) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



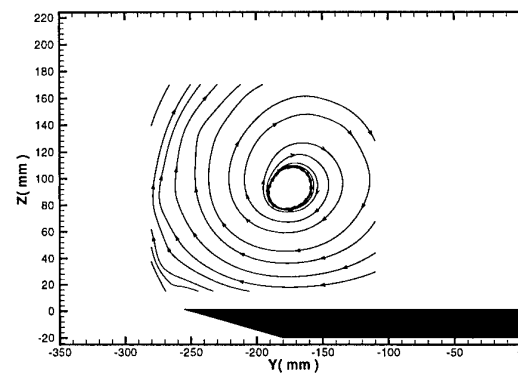
d) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



e) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



f) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



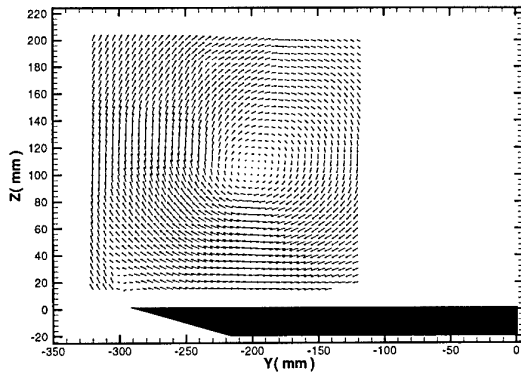
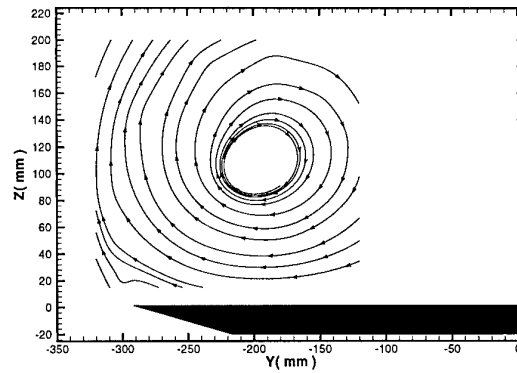
g) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)h) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

Fig. 5.36 : Evolution des vecteurs vitesse (a, c, e, g) et des lignes de force associées (b, d, f, h) dans les plans perpendiculaires. $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

Un cercle limite montre qu'il existe une surface séparant un domaine interne dans lequel la vitesse a une composante radiale dirigée vers l'extérieur, d'un domaine externe, où cette composante est dirigée vers l'axe du tourbillon. Ce phénomène est lié à l'effet d'entraînement de l'écoulement externe vers le cœur du tourbillon. Le déroulement des lignes de force au cœur du tourbillon correspond à la dilatation apparaissant lors de l'éclatement.

Ces résultats sont conformes à la solution analytique des équations de Navier-Stokes proposée par Sullivan (1959) qui montre que les tourbillons se forment avec deux cellules s'enroulant l'une autour de l'autre. A une certaine distance du cœur, la solution reprend la forme proposée par Burgers avec un enroulement simple autour du cœur du tourbillon.

La figure 5.37 présente les résultats relatifs aux composantes moyennes (\bar{U}/U_∞ , \bar{V}/U_∞ et \bar{W}/U_∞) dans le plan longitudinal, sur le côté gauche de l'extrados de l'aile. Cette coupe permet de visualiser les effets de l'éclatement sur l'écoulement au-dessus de l'aile entre les stations $X/c = 0,53$, en amont

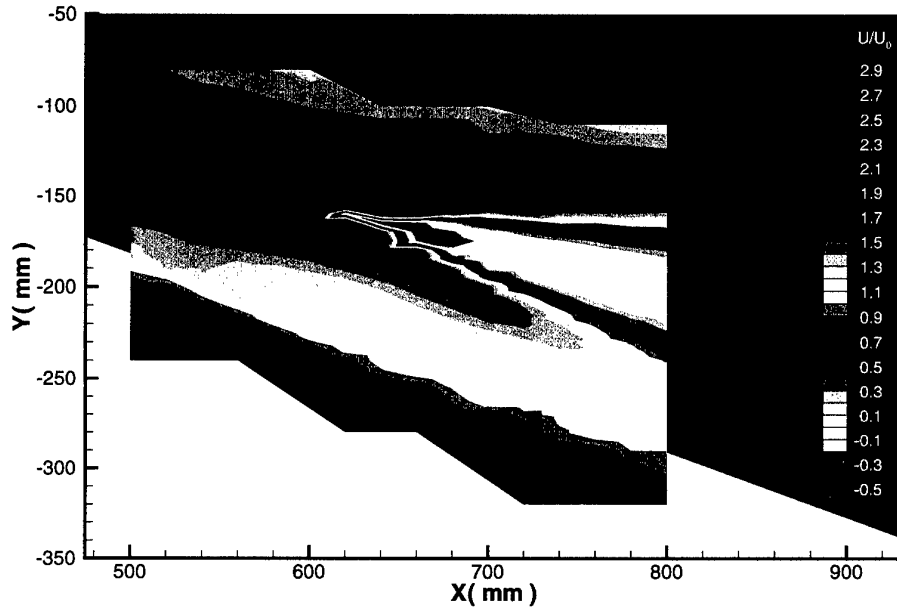
de l'éclatement, et $X/c = 0,84$ en aval de la zone de recirculation. Sur cette représentation, on constate que l'éclatement se manifeste brutalement en un point particulier (point d'arrêt) à $X/c = 0,65$. La figure 5.37a montre les résultats pour la composante axiale \bar{U} . La chute de cette composante se produit sur une distance de 10mm en amont de l'éclatement, soit à peu près le diamètre du cœur visqueux du tourbillon. Cette distance est difficile à mesurer à cause des oscillations de l'éclatement. En amont de ce point, dans le cœur du tourbillon on note la très forte survitesse de l'écoulement. Après l'éclatement, l'écoulement se dilate et une zone de recirculation apparaît, suivie d'un bulbe. L'ensemble de ces zones forme une structure quasi-conique qui s'agrandit au fur et à mesure que l'éclatement progresse. A l'apparition de l'éclatement, on remarque, que celui-ci n'a que peu d'influence sur la partie périphérique du tourbillon, seule la partie centrale autour du cœur est affectée.

La figure 5.37b présente la composante transversale \bar{V}/U_∞ . Dans le plan considéré, au niveau de l'axe du tourbillon, cette composante est nulle. En dehors, elle informe sur la position de l'exploration par rapport à l'axe tourbillonnaire. Ainsi, sous l'axe du tourbillon, la composante \bar{V}/U_∞ est négative, au-dessus de celui-ci elle est positive. Après l'éclatement, la composante \bar{V}/U_∞ est nulle dans la zone de recirculation et plus en aval. Au niveau du contournement du bord d'attaque de la maquette, on constate que la composante \bar{V}/U_∞ est également nulle, ce qui indique une bonne stabilité de l'écoulement à ce niveau.

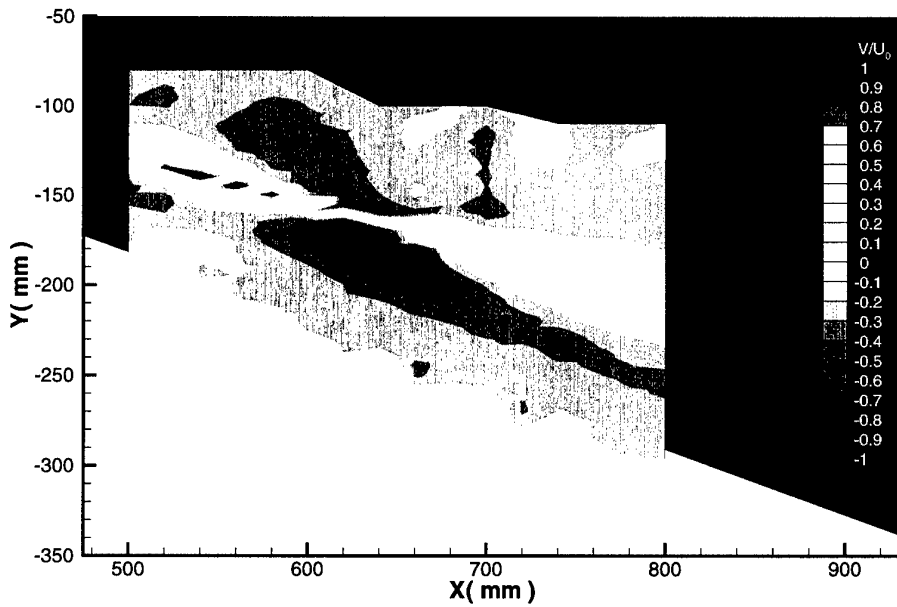
La figure 5.37c présente la composante normale \bar{W}/U_∞ . Sur cette figure, l'éclatement se manifeste par une diminution des valeurs maximales de \bar{W}/U_∞ , ce qui indique une plus faible rotation du

système et un grossissement de cette composante. L'apparition d'une zone à faible vitesse normale est très nettement mise en évidence.

a) \bar{U}/U_∞



b) \bar{V}/U_∞



c) \bar{W}/U_∞

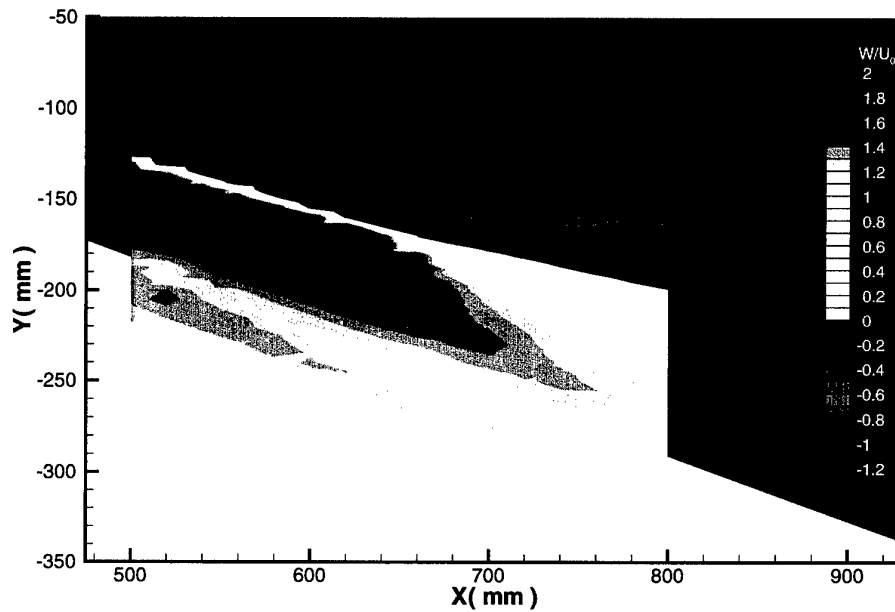


Fig. 5.37 : Composantes de la vitesse moyennes dans le plan longitudinal sur le côté gauche de l'extrados de l'aile. (a) \bar{U}/U_∞ . (b) \bar{V}/U_∞ . (c) \bar{W}/U_∞ . $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$.

5.6.3. Angle de swirl et autres paramètres pour identifier l'éclatement

De nombreuses investigations sur l'éclatement tourbillonnaire ont cherché à déterminer un critère simple pour prédire l'apparition de l'éclatement. Plusieurs paramètres ont été proposés prenant des valeurs critiques au moment où l'éclatement se produit. On sait que l'éclatement dépend principalement des composantes (axiale et azimutale) de la vitesse ainsi que du gradient de pression. Dans tous les cas, il ne faut pas oublier que la caractérisation de l'écoulement tourbillonnaire par un seul paramètre est une approche simplifiée, voire simpliste, ignorant de nombreuses propriétés locales de l'écoulement. Malgré cela, plusieurs paramètres seront présentés dans les paragraphes qui suivent.

Un paramètre utilisé par de nombreux chercheurs pour indiquer un état critique de l'écoulement est le "swirl" ; dont la définition varie suivant les auteurs. On peut effectivement faire intervenir soit des quantités mesurées localement dans l'écoulement, soit des valeurs prenant en compte les extremums de ces grandeurs. Enfin, d'autres valeurs de swirl sont calculées à partir des intégrales longitudinales ou transversales dans le champ de mesures.

La définition la plus simple du swirl est le rapport (W_{\max}/U_{\max}) entre les maximums des composantes azimutale et axiale de la vitesse. La circulation est une variable souvent utilisée pour caractériser un écoulement rotationnel ; elle est définie par : $\Gamma = 2\pi rW$

où r est la distance radiale depuis le centre du tourbillon. Souvent, la constante 2π est omise dans cette définition. Dans un écoulement tourbillonnaire, la circulation a un comportement parabolique près de l'axe du tourbillon puis tend vers une valeur constante dans le champ externe, notée Γ_0 . L'importance relative des composantes axiale et azimutale de la vitesse peut être globalement caractérisée par un paramètre de swirl défini par :

$$S = \frac{\Gamma_0}{r_c U_\infty} = \frac{1}{R_0}$$

où r_c est le rayon du cœur visqueux. Le paramètre de swirl est égal à l'inverse du nombre de Rossby R_0 . Les valeurs critiques (S et R_0), observées ou calculées, sont présentées dans le tableau 5.2. Toutes ces valeurs sont en bon accord avec un critère proposé par Spall *et. al.* (1987) qui est : $S \approx 1,37$.

	Bossel (1969, 1970)	Squire (1960)	Benjamin (1962, 1965)	Approx. Quasi-cylin.	Axisym. N.-S.	Simulation Numérique directe
S	1,12	1,4	1,4	1,41	1,35	1,28
R_0	0,90	0,71	0,71	0,71	0,74	0,78

Tableau 5.3 : Valeurs critique des paramètres de l'éclatement.

Un paramètre local, défini comme l'arc tangente du rapport de vitesses précédent, est nommé angle de swirl ou angle d'hélice : $\Phi = \text{Arctg}(W/U)$. Ce paramètre, dont l'importance a été suggérée très tôt par Squire (1960), revient constamment dans les travaux théoriques, dont plusieurs sont mentionnés dans la partie bibliographique de cette thèse. Plus récemment, Payne *et. al.* (1988) et Iwanski *et. al.* (1989) ont appliqué ce critère local sur leurs mesures par vélocimétrie laser. La valeur de l'angle de swirl critique correspondant à l'apparition de l'éclatement est communément estimée par les expérimentateurs comme se situant dans la plage $45^\circ - 54^\circ$ (Sarpkaya 1971, Hummel 1978, Garg et Leibovich 1979, Laval-Jeantet 1993). Cette valeur critique sert à identifier les zones de l'écoulement tourbillonnaire susceptibles d'induire l'éclatement.

L'angle d'hélice calculé dans chaque plan de mesure est représenté sur la figure 5.38. Les plans de mesure à $X/c = 0,53$ et $0,63$ ($X = 500$ et 600mm) sont en amont de la position moyenne de l'éclatement (l'abscisse à $X = 600\text{mm}$ est parfois dans la zone éclatée, les plans à $X/c = 0,74$ et $0,84$ sont dans la zone de recirculation en aval du point d'éclatement. Les tracés en amont de l'éclatement sont en accord avec les résultats d'autres auteurs et permettent de confirmer l'existence permanente de zones d'angles d'hélice critique.

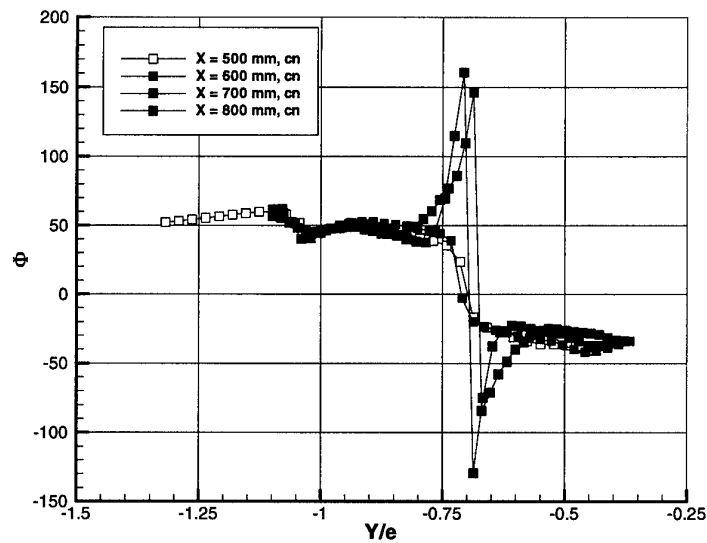


Fig. 5.38 : Angle de swirl (angle d'hélice) Φ pour les 4 plans de mesure perpendiculaires à l'extrados.

Billant *et al.* (1998) ont établi une condition nécessaire d'apparition de l'éclatement dans un tourbillon libre. Ce critère découle de l'équation de conservation de la quantité de mouvement axiale pour un écoulement axisymétrique, uniforme, et soumis à un champ de pression extérieur constant. Il fait intervenir le nombre S qui est ici défini par:

$$S = \frac{\int_0^{\infty} \frac{W^2(r)}{r} dr}{U^2(0)}$$

Pour calculer le critère de Billant *et al.* avec les résultats obtenus ici, l'axe de la structure tourbillonnaire est défini comme le point où la vitesse axiale est maximale et où la vitesse azimutale s'annule (les deux points coïncident). Pour chaque plan, la position du centre est donc déterminée à l'endroit où V et W sont nuls et où U est maximal.

Pour notre étude, le critère de Billant *et al.* est déterminé pour les angles trigonométriques $\theta = 0^\circ$, 15° , ..., 245° (par rapport à l'axe horizontal) dans les deux plans situés en amont de l'éclatement ($X = 500$ et 600 mm). Le domaine de mesure ne permettant pas le calcul de l'intégrale sur

l'intervalle $r \in [0, +\infty]$, le critère a été calculé pour $r \in [0, 45]$ (mm). La valeur calculée est donc inférieure à la valeur réelle du critère.

Les valeurs du critère dans les deux plans à $X/c = 0,53$ et $X/c = 0,63$ ont été calculées et leurs valeurs moyennes (intégrale selon θ) sont de l'ordre de grandeur de la valeur théorique de Billant *et. al.* (à savoir 0,5) : 0,58 dans le plan $X/c = 0,53$ et 0,67 dans le plan $X/c = 0,63$. Trois raisons peuvent expliquer les différences sur le critère. La première est que les résultats montrent une augmentation du paramètre de swirl en fonction de la distance X/c , ce qui confirme le mécanisme d'enroulement de la nappe de cisaillement et l'injection continue du rotationnel le long du bord d'attaque. La deuxième correspond à un ralentissement de la vitesse axiale, l'écoulement présentant un éclatement juste en aval. La troisième est une non-axisymétrie de l'écoulement tourbillonnaire sur l'aile delta. Enfin, on sait que le gradient de pression au bord de fuite a un rôle primordial dans l'éclatement sur une aile delta alors que le critère de Billant *et. al.* suppose une pression constante.

Malgré les résultats satisfaisants obtenus par ces critères, ces définitions de swirl ne sont pas toujours applicables à l'écoulement étudié. Il faudrait élaborer un critère plus adapté à l'écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta en faisant intervenir les influences du gradient de pression, de la production de rotationnel et de la non-axisymétrie du tourbillon. Un paramètre de swirl, valable dans tous les cas, n'a pas encore été déterminé.

5.6.4. Rotationnel

Dans les études antérieures, les résultats obtenus par vélocimétrie laser n'ont pas été exploités de façon à profiter pleinement des avantages de la méthode tridimensionnelle. On s'est souvent

conté de présenter des résultats par projection dans un domaine bidimensionnel pour analyser les différentes composantes de la vitesse et les éventuels résultats de calcul associés. Des résultats similaires ont été obtenus avec des sondes de pression multi-trous, mais la vélocimétrie laser à l'immense avantage d'être une méthode non-intrusive ne risquant pas de perturber l'écoulement.

Les composantes du rotationnel sont obtenus en générant un maillage d'interpolation à l'aide du logiciel TecplotTM. Les points du maillages sont identiques aux points de mesure. Des vérifications ont été effectuées afin de s'assurer du calcul d'interpolation. Enfin, en utilisant les vecteurs vitesse obtenus à chaque point d'interpolation, on peut déterminer les composantes du rotationnel en utilisant des schémas aux différences centrés pour évaluer les dérivées.

Dans un système d'axes cartésien, les trois composantes du rotationnel sont définies par :

$$\Omega_x = \left(\frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \right), \quad \Omega_y = \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \right), \quad \Omega_z = \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right).$$

Ces composantes sont multipliées par la corde et divisées par la vitesse infinie amont pour adimensionner leurs valeurs. Une autre possibilité d'adimensionnement est de multiplier par la valeur locale de l'envergure e (ou s^*) et de diviser par la vitesse amont. Cette méthode prend en compte les changements dans la géométrie locale dus à l'angle de flèche de l'aile. Par cette façon de faire, il est possible de comparer les valeurs pour plusieurs abscisses X . Pour ce type de calcul, il est nécessaire de faire très attention aux erreurs dues aux forts gradients de vitesse, au manque de finesse du maillage de sondage et à la construction des maillages d'interpolation qui peuvent affecter la précision des résultats.

Le rotationnel est une variable utile à la compréhension de la structure de l'écoulement tourbillonnaire et de son évolution. Les avancées dans les techniques d'investigation expérimentales et les méthodes de calcul sont associées au développement de cette approche qui est utilisée par tout un ensemble de nouvelles théories (Lee et Ho 1989, Iwanski *et. al.* 1989, Brown et Lopez 1990, Darmofal 1993, Jumper, Nelson et Cheung 1993, Nelson et Visser 1993, Pagan et Solignac 1993, Cary, Darmofal et Powell 1998).

Lee et Ho (1989) et Iwanski *et. al.* (1989) ont constaté qu'il y a une "concentration de rotationnel critique" dans un tourbillon en amont de l'éclatement. Cette concentration est basé sur les observations de l'équilibre entre les deux composantes de la vitesse et est totalement empirique. Ils supposent que la composante azimutale de la vitesse donne une indication du taux de rotationnel produit par les nappes de cisaillement qui se déversent le long du bord d'attaque. De même, ils supposent que la composante axiale est une indication du taux de convection du rotationnel vers l'aval. Quand la composante axiale diminue, sous l'effet du gradient de pression adverse au bord de fuite, la concentration du rotationnel locale continue de s'accroître (ce rapport correspond à l'augmentation de l'angle d'hélice, $\Phi = \text{Arctg}(W/U)$). Quand la "concentration de rotationnel critique" ou l'angle critique de swirl sont dépassés, alors l'éclatement survient.

Brown et Lopez (1990) ont proposé une théorie supposant que la création d'une composante azimutale négative du rotationnel est une condition nécessaire pour la décélération de la composante de vitesse axiale puis la formation d'un point d'arrêt dans le tourbillon. Ils ont constaté que la composante azimutale du rotationnel devient négative à cause de la diffusion visqueuse et de la rotation de sa composante axiale dans l'écoulement en amont de l'éclatement. Darmofal (1993) a

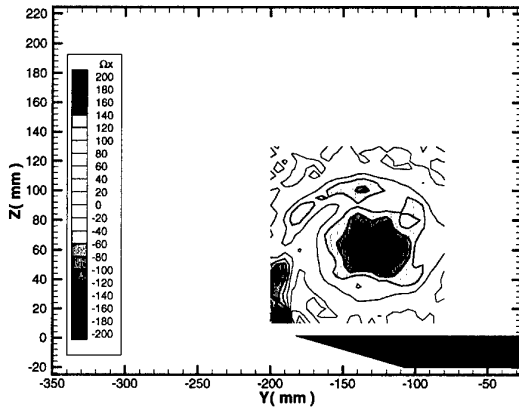
prolongé cette hypothèse avec une étude numérique en observant le rôle du rotationnel sur l'éclatement tourbillonnaire. En supposant un écoulement stationnaire, incompressible, axisymétrique et non-visqueux, Darmofal a développé un modèle analytique montrant les interactions entre les composantes du rotationnel. Les résultats mettent en lumière l'importance de la déviation de la composante axiale du rotationnel dans la formation de l'éclatement et confirment cette hypothèse.

La figure 5.39 présente la composante axiale du rotationnel dans les 4 plans perpendiculaires à l'extrados. Ces résultats permettent de mettre en évidence les zones à fort taux de rotation. La figure 5.39a présente $\Omega_x(c/U_\infty)$ à $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$), station pour laquelle trois régions sont parfaitement identifiables. D'abord, il y a la région du cœur du tourbillon, pour laquelle on trouve un niveau de rotationnel négatif important, puis la région située au niveau du contournement du bord d'attaque de la maquette ou l'on visualise l'apport de rotationnel dans le tourbillon principal. Dans cette région, constituant la nappe de cisaillement décollée, on observe un certain nombre de sous-structures discrètes où du rotationnel se concentre. Ces sous-structures ont un rotationnel du même signe que celui du tourbillon principal et elles sont stationnaires dans l'espace autour du tourbillon (voir § 5.6.5). Au niveau du bord d'attaque de l'aile, près de l'extrados, on note la présence d'une troisième région faisant apparaître une composante positive du rotationnel. Cette région correspond à la rotation du tourbillon secondaire situé au-dessous du tourbillon principal.

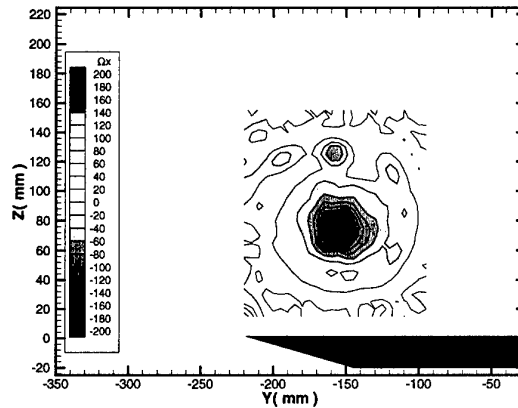
Comme le montre la figure 5.39b, à $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$) les caractéristiques sont sensiblement identiques à celles de la station $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$). Au niveau du plan $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$) de la figure 5.39c, on constate une diminution importante de la composante axiale du

rotationnel au cœur du tourbillon en raison de la dilatation du noyau tourbillonnaire. On observe une disparition de la composante Ω_x dans la région éclatée et en aval décroissant rapidement pour pratiquement s'annuler dans la zone de recirculation. Cette observation correspond aux développements théoriques de Brown et Lopez (1990) et de Darmofal (1993). La figure 5.39c montre la faible influence de l'éclatement sur la structure du champ aérodynamique sur la partie aval de l'aile. En effet, la forme des iso-rotationnel est sensiblement la même (à l'accroissement de la taille du tourbillon près), que dans le plan $X/c = 0,53$. Les sous-structures caractérisées par des régions où le rotationnel atteint un extremum local qui s'échappent du bord d'attaque de la maquette, puis viennent s'enrouler autour du tourbillon principal, sont dans ce plan très visibles. Le niveau des extremums est équivalent à celui du tourbillon principal. Dans le plan $X/c = 0,53$, leur présence forme une nappe entre le bord d'attaque et la périphérie du tourbillon principal. Les caractéristiques du rotationnel dans le tourbillon secondaire ne sont pas modifiées par l'éclatement. La figure 5.39d correspond au plan à $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$). Comme le montre la figure 5.39d les propriétés mises en évidence pour le plan $X/c = 0,74$ sont identiques dans le plan $X/c = 0,84$ ($X=800\text{mm}$).

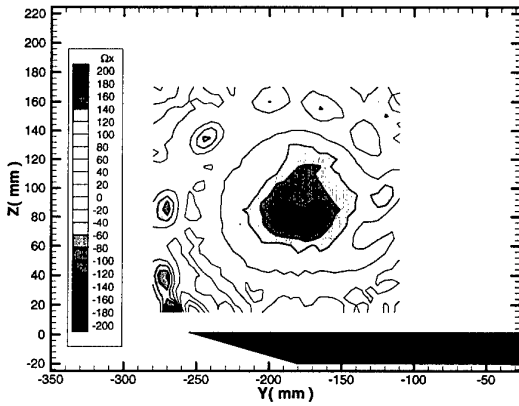
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

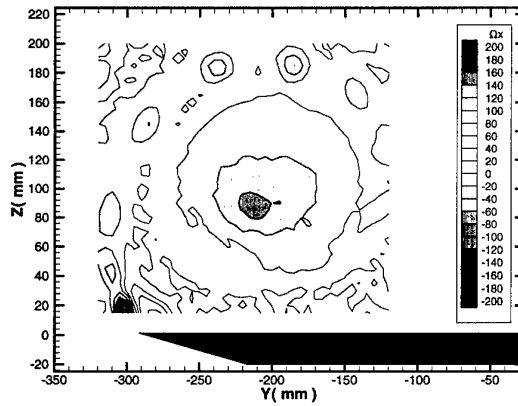


Fig. 5.39 : Evolution des iso-valeurs de la composante axiale du rotationnel $\Omega_x(c/U_\infty)$.

La figure 5.40a montre la composante normale $\Omega_z(c/U_\infty)$ du rotationnel. Sur cette figure, à l'amont de l'éclatement, seul l'axe du tourbillon indique une valeur nulle de la composante normale du rotationnel. Au-delà du point de l'éclatement, trois régions sont mises en évidence et délimitées par des valeurs nulles de Ω_z . L'une correspond à la zone centrale de la région éclatée ; les deux autres se situent à la frontière entre l'écoulement influencé par l'éclatement et l'écoulement extérieur non perturbé. Ces régions mettent en évidence le changement de signe de la composante axiale de la vitesse dans le plan de sondage. On remarque l'inversion du signe de la composante Ω_z par rapport à l'axe du tourbillon et l'apparition de deux extremum de signe opposé, au centre de la zone éclatée.

Le terme $(\partial V/\partial x)$ n'a que très peu d'influence sur la composante Ω_z du rotationnel (zone effet sur la figure 5.37b, V/U_∞ est identiquement nulle partout). En effet, les variations de la vitesse transversale suivant l'axe X sont très faibles. Les caractéristiques de Ω_z dépendent principalement du terme $(\partial U/\partial y)$, qui traduit le changement de pente de la composante de la vitesse moyenne axiale. Ainsi, dans cette configuration, la valeur élevée de Ω_z indique un cisaillement de l'écoulement, plutôt qu'une rotation du système. Au niveau du bord d'attaque de l'aile la valeur de Ω_z est constante entre $X/c = 0,53$ et $0,63$ (de $X = 500$ à 600mm). Au-delà, on remarque une légère diminution de Ω_z .

Ces observations correspondent bien aux conclusions théoriques de Brown et Lopez (1990) et de Darmofal (1993) et confirmés par les résultats précédents relatifs à la composante axiale du rotationnel. En résumé, lors de l'éclatement tout se passe comme si le vecteur rotationnel passait d'une direction essentiellement longitudinale à une direction en générale azimutale.

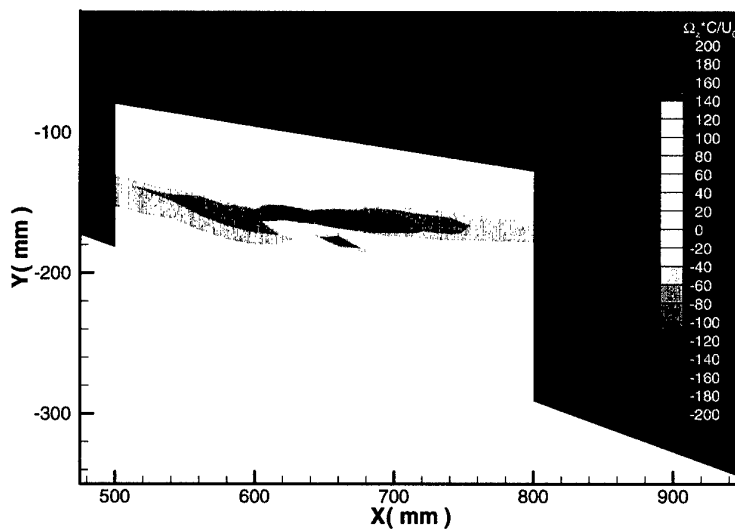


Fig. 5.40 : Iso-valeurs des composantes du rotationnel dans le plan longitudinal. Composante normale $\Omega_z(c/U_\infty)$.

5.6.5. *Sous-structures du rotationnel*

Les iso-valeurs de la composante axiale du rotationnel $\Omega_x(c/U_\infty)$ dans la région située au niveau du contournement du bord d'attaque de la maquette permettent d'observer le transfert de rotationnel entre la zone de cisaillement du bord d'attaque et le tourbillon principal. Dans cette région on met en évidence des sous-structures discrètes de rotationnel qui s'enroulent dans le même sens de rotation que le tourbillon principal. Les sous-structures analysées pendant ces essais sont spatialement stationnaires autour du tourbillon principal et sont similaires à celles observées et présentées dans la bibliographie (voir § 2.2.1.2).

La figure 5.41 présente 12 plans de mesure perpendiculaires à l'extrados indiquant les lignes d'iso-valeur de la composante axiale du rotationnel adimensionnée comme indiqué plus haut. Ces données proviennent de la première étude effectuée par vélocimétrie laser avec la cale biaise. Cette configuration est analysée car elle comporte 12 plans perpendiculaires contre les quatre plans de la configuration sans cale (voir Fig. 5.39). Les plans perpendiculaires sont situés à $X/c = 0,53, 0,58, 0,61, 0,63, 0,65, 0,67, 0,69, 0,72, 0,74, 0,76, 0,84$ correspondant à $X = 500, 550, 580, 600, 620, 640, 660, 680, 700, 720$ et 800mm . Ces plans ont un espacement de 20mm dans la zone la plus détaillée ($X = 580$ à 720mm) et constituent un volume de données important pour l'interpolation des résultats dans le champ de mesure sur l'extrados. L'acquisition des mesures dans un plan perpendiculaire prend en moyenne une demi-journée. L'acquisition de l'ensemble des points de mesure pour les 12 plans perpendiculaires s'est étalée sur plusieurs jours. Du fait de ce temps d'acquisition, on constate que les structures sont bien stationnaires et parfaitement reproductibles.

Dans cette configuration, on a remarqué que la position moyenne de l'éclatement est située 100mm en amont de la position moyenne observée en configuration sans cale biaise. Malgré cette différence, la structure de l'écoulement tourbillonnaire et des sous-structures discrètes sont similaires pour les deux configurations. Les valeurs de la composante axiale du rotationnel présentées sur la Fig. 5.41 sont analogues à celles de la Fig. 5.39. Ces deux figures montrent la position du tourbillon principal et celle du tourbillon secondaire, la deuxième avec une composante axiale de signe opposé.

Les résultats présentés sur les figures 5.39 et 5.41 montrent clairement l'existence des sous-structures discrètes autour du tourbillon principal. Ces sous-structures ont la forme des tourbillons isolés s'enroulant autour du tourbillon principal. On constate que le niveau de rotationnel de ces sous structures est du même ordre de grandeur que celui trouvé au cœur du tourbillon principal. On note aussi que la composante axiale du rotationnel de chaque sous-structure diminue avec l'augmentation de la distance X/C . Cette tendance est peut-être indicative d'une instabilité locale près du bord d'attaque qui génère ces sous-structures. En outre, cette tendance montre que l'énergie créant ces sous-structures n'est pas suffisante pour les maintenir quand elles s'enroulent et se déplacent vers aval.

$X/c = 0,58$ est représenté sur cette figure avec le plan de départ à $X/c = 0,53$. Par ailleurs, les lanières représentant l'enroulement des sous-structures sont présentées en fonction de la composante du rotationnel.

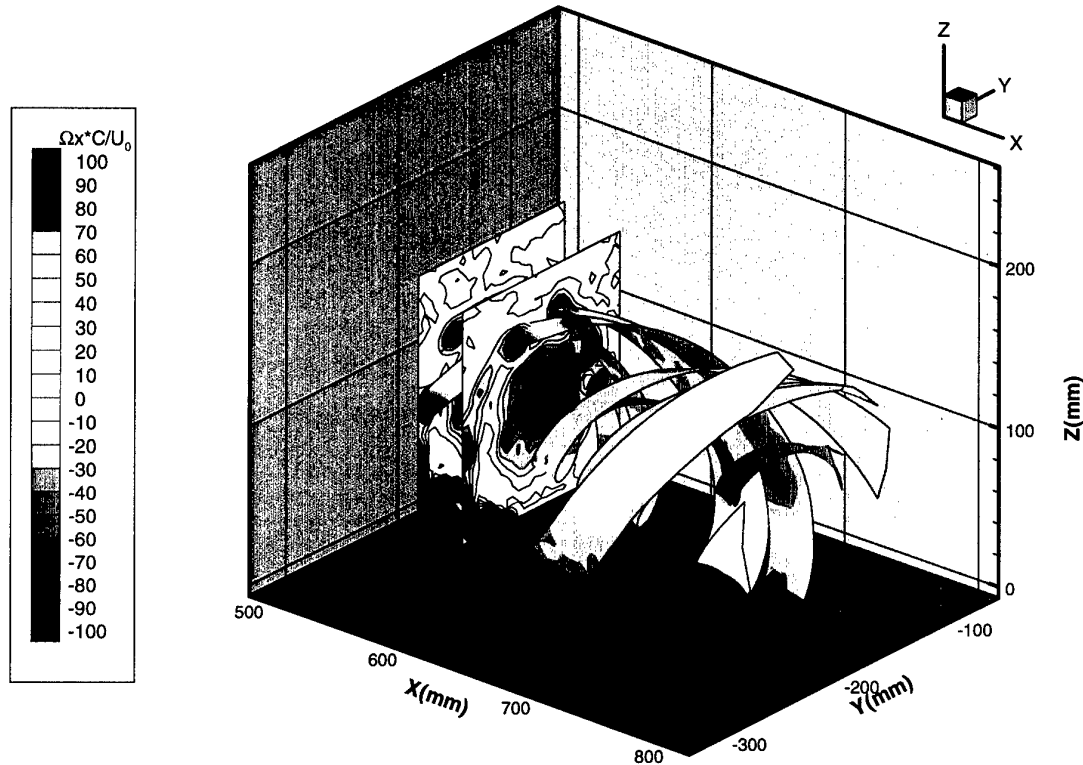


Fig. 5.42 : Ligne de courants qui s'enroulent autour d'un tourbillon principal présentant les valeurs de la composante axiale $\Omega_x(c/U_\infty)$ du rotationnel. Configuration de la vélocimétrie laser avec la cale biaise.

On constate que les valeurs de la composante du rotationnel évoluent peu. Seule une diminution en fonction de l'accroissement de la distance X/c est mise en évidence. Quelques discontinuités apparaissent probablement dues aux interpolations suivant la direction axiale. Cette méthode d'analyse des résultats rend possible l'évaluation de la forme de l'enroulement des sous-structures autour du tourbillon principal. Il est difficile de suivre les surfaces de courant pendant un tour complet du tourbillon principal car les sous-structures sont tantôt entraînées dans le tourbillons, tantôt dispersées par l'éclatement dans la partie arrière de l'extrados. En revanche, des demi-tours des trajectoires sont visibles sur la figure 5.42, ce qui nous permet de définir le pas de l'hélice des

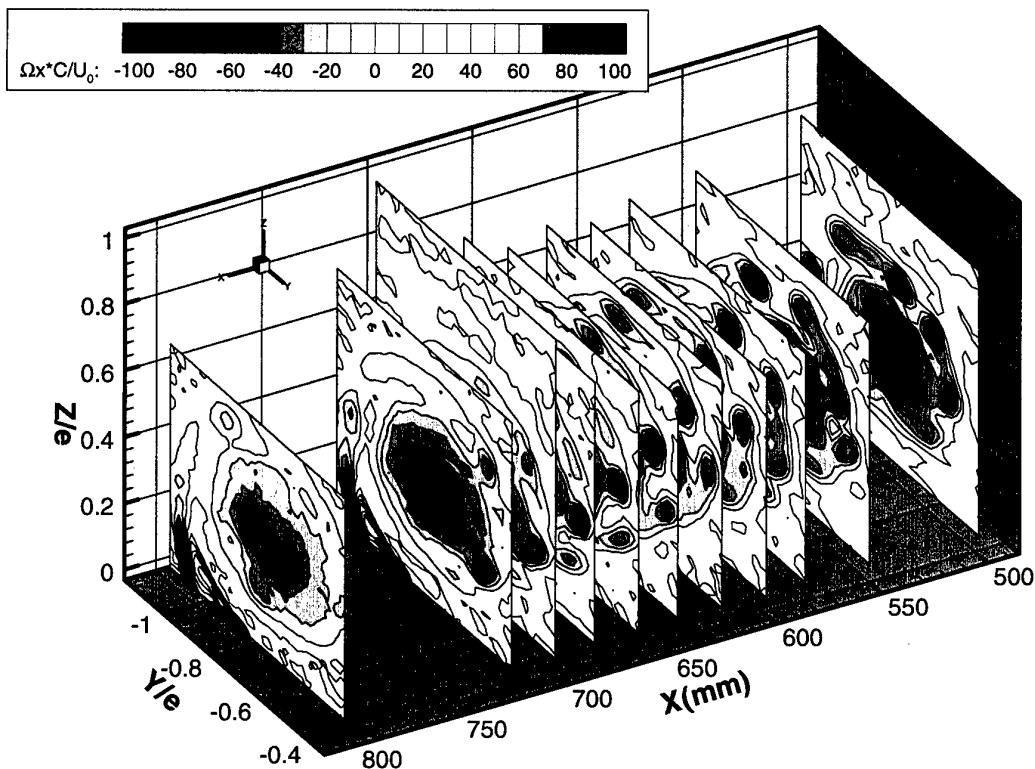


Fig. 5.41 : Iso-valeurs de rotationnel $\Omega_x(c/U_\infty)$ dans 12 plans perpendiculaires à l'extrados. Configuration avec la cale biaisée. (La vitesse amont vient de la droite vers la gauche.)

Les sous-structures sont entraînées par la vitesse axiale de l'écoulement et la rotation du tourbillon principal. Ainsi, elles suivent des trajectoires hélicoïdales autour du cœur du tourbillon. L'espacement entre les sous-structures semble rester constant. Ceci confirme les observations de Washburn et Visser (1994). En outre, ces auteurs ont observé que l'espacement entre les sous-structures diminuait avec l'augmentation de l'angle d'incidence de l'aile et que leur taille dépendait de cet angle.

La figure 5.42 montre une représentation tridimensionnelle de l'écoulement se développant sur l'aile. La figure est construite en traçant des lanières de courant qui ont comme point de départ le centre des sous-structures dans le plan $X/c = 0,53$. On constate que ces lanières passent par le centre des sous-structures des différents plans de mesure. Pour illustrer cette remarque, le plan à

sous-structures : Pas d'hélice = $L/(2\pi r)$ où L est la distance longitudinale d'un tour de l'hélice et r le rayon d'hélice. Les sous-structures font un demi-tour (π) sur une distance $L = 200$ à 250mm ($X/c = 0,23$ à $0,26$) et elles ont un rayon d'à peu près 60mm , ce qui produit un pas de l'hélice égal à $0,53$ pour $L = 200$ et $0,66$ pour $L = 250\text{mm}$.

L'ensemble de ces résultats confirment la formation et l'existence de sous-structures stationnaires au sein de la nappe de décollement du bord d'attaque. Le mécanisme de l'instabilité responsable de la création de ces sous-structures est encore inconnu. Plusieurs chercheurs pensent que cette instabilité est du type Kelvin-Helmholtz (Drazin et Reid 1981). En effet, en écoulement bidimensionnel, ce type d'instabilité génère des sous-structures rotationnelles ayant des caractéristiques visuellement similaires (Payne et al. 1988, Verhaagen 1994). Pourtant, la théorie établie pour des écoulements bidimensionnels n'est pas toujours vérifiée pour les écoulements tridimensionnels, du fait d'importantes différences dans le développement de l'écoulement.

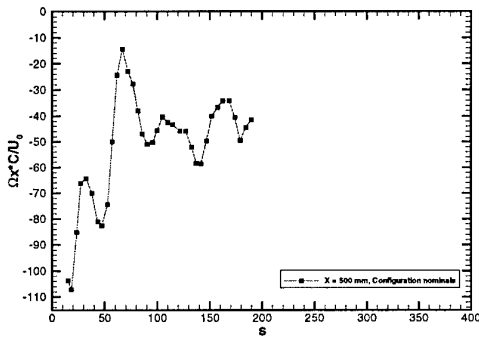
Pour d'autres chercheurs, les instabilités sont créées par des effets visqueux (Lowson 1989), à l'instar des instabilités longitudinales donnant naissance aux tourbillons de Görtler observés dans une couche limite. Ces tourbillons sont générés par les forces centrifuges agissant sur une surface concave. Ils sont stationnaires et longitudinaux, mais ils sont aussi contrarotatifs.

Washburn et Visser (1994) ont constaté que les instabilités sont probablement dues à l'écoulement transversal. Ils notent que de telles instabilités sont créées dans les régions de fort gradient de pression et pour de grands angles de flèche où les lignes de courant non-visqueuses sont déviées dans la direction de l'écoulement moyen (cross-flow instability).

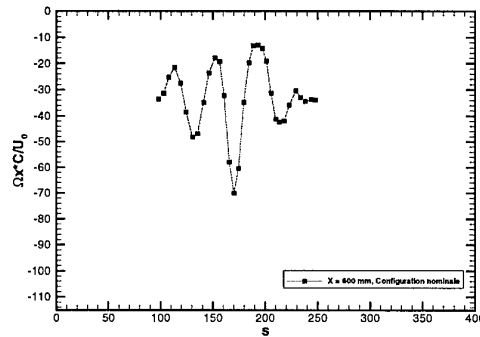
Pour permettre de répondre plus précisément aux questions qui se posent sur ce type d'instabilité, il serait nécessaire d'effectuer une étude détaillée de leur création et de leur développement.

Pour tenter de comprendre plus précisément le développement de ces sous-structures, on définit une ligne s qui passe par le centre des sous-structures et qui a pour origine le bord d'attaque de la maquette pour les quatre plans perpendiculaires considérés (voir Fig. 5.39). La position des sous-structures est repérée par une abscisse curviligne mesurée le long de la ligne s à partir du bord d'attaque. La figure 5.43 présente l'évolution du rotationnel pour les quatre plans, suivant cette abscisse.

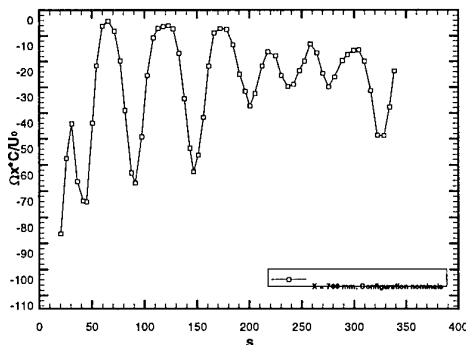
a) $X/c = 0,53$



b) $X/c = 0,63$



c) $X/c = 0,74$



d) $X/c = 0,84$

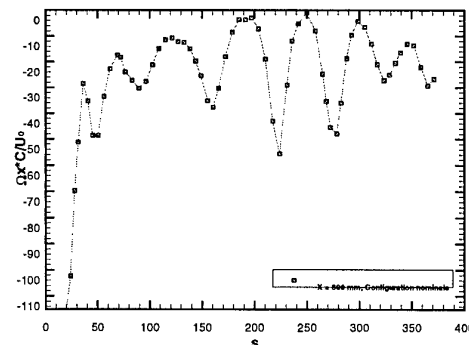


Fig. 5.43 : Composante axiale du rotationnel en fonction de la distance curviligne du bord d'attaque.

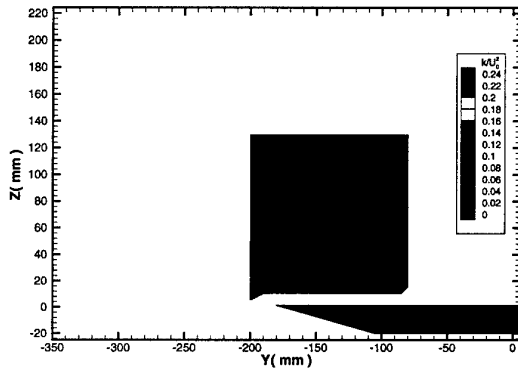
Les remarques effectuées précédemment d'après les plages iso-rotationnel sont clairement mises en évidence. On constate d'après cette figure l'aspect périodique du phénomène. On constate également le passage par un extremum de rotationnel.

5.6.6. *Energie cinétique de fluctuation*

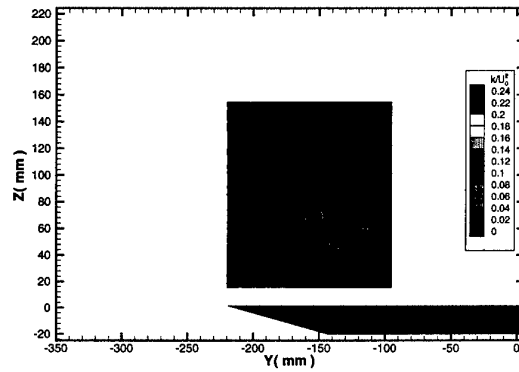
La distribution de l'énergie cinétique de fluctuation adimensionnée $k/U_\infty^2 = \frac{1}{2U_\infty^2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ est présentée Fig. 5.44. Les tracés reproduisent l'enroulement de la nappe de cisaillement autour du tourbillon principal déjà mis en évidence par les résultats relatifs aux composantes moyennes de la vitesse. Les iso-k correspondent très bien aux plages iso-valeurs de la composante axiale du rotationnel de la figure 5.39. En fait, on retrouve sur ce tracé la mise en évidence des sous-structures à fort rotationnel vues précédemment. On constate que les régions qui comportent un extremum de la composante longitudinale du rotationnel correspondent aux régions où l'énergie cinétique de fluctuation est importante.

Sur la figure 5.44c, relative à la section $X/c = 0,74$, on observe un fort accroissement de k dans le cœur du tourbillon. Ceci s'explique par les oscillations de la position de l'éclatement qui augmentent artificiellement les niveaux de turbulence du système. Dans le plan à $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$), on constate une diminution importante de k au centre du tourbillon. En effet, dans ce plan, le tourbillon est éclaté, ce qui se traduit par une diffusion et une plus grande dissipation des fluctuations turbulentes. Les hauts niveaux d'énergie cinétique de fluctuation observés dans le plan $X/c = 0,74$ ont disparu.

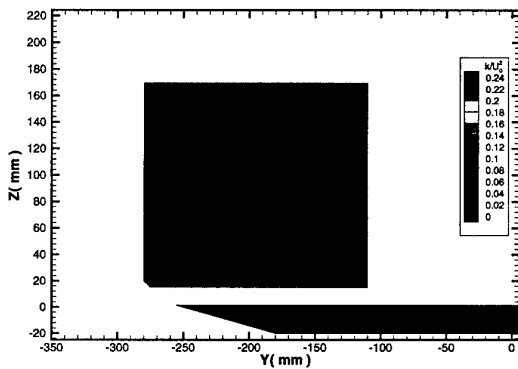
a) $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$)



b) $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$)



c) $X/c = 0,74$ ($X = 700\text{mm}$)



d) $X/c = 0,84$ ($X = 800\text{mm}$)

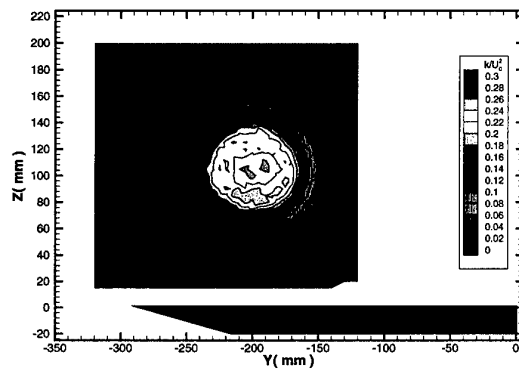


Fig. 5.44 : Répartition de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_∞^2) dans des plans transversaux.

La figure 5.45 présente la répartition de l'énergie cinétique de fluctuation dans le plan longitudinal. Cette figure met en évidence la très forte augmentation de k au niveau de l'éclatement et immédiatement en aval de celui-ci. Cette augmentation correspond à l'oscillation du point d'éclatement, comme il a déjà été souligné. Sur cette figure, on constate que l'instabilité s'étale sur une zone d'environ 90mm correspondant à la zone d'oscillation de la position d'éclatement (voir Figs. 5.3, 5.4 et 5.5). A l'aval de cette zone, à l'intérieur du cône d'éclatement, l'évolution de k est plus continue et progressive.

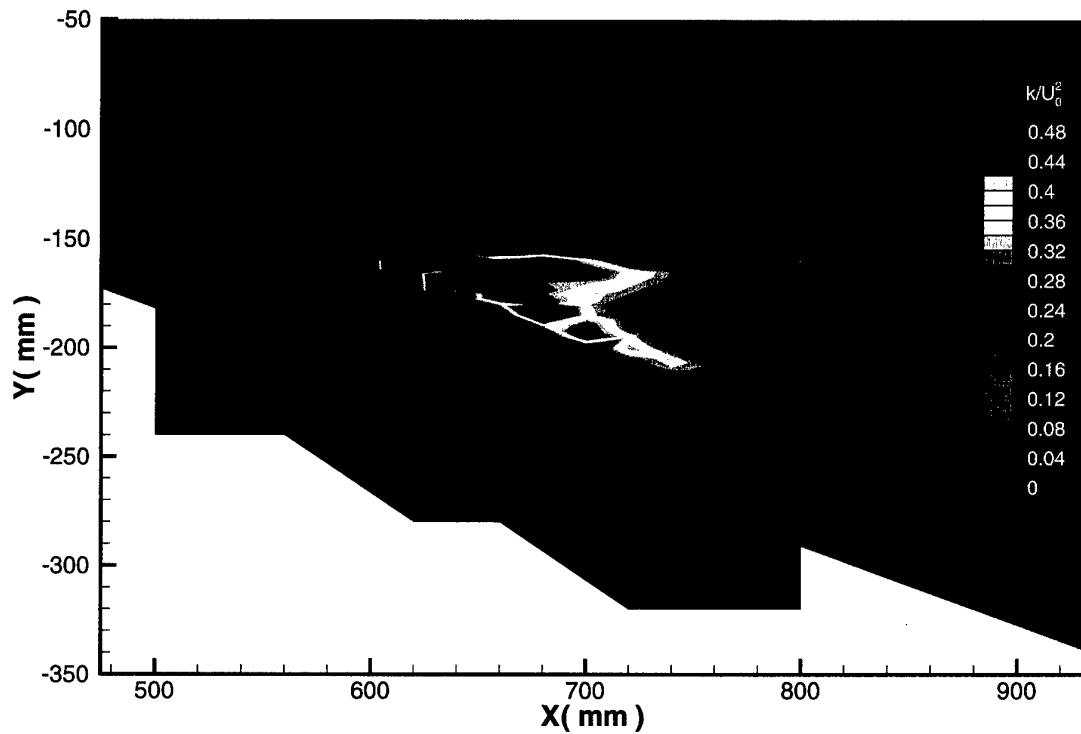


Fig. 5.45 : Répartition de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_0^2) dans le plan longitudinal.

5.7. Discussion

Le contrôle actif de l'éclatement tourbillonnaire nécessite l'acquisition d'un ensemble de connaissances correspondant aux différents éléments mis en œuvre dans la boucle de commande. La difficulté majeure est de déterminer précisément le point d'éclatement à l'aide d'un capteur temps réel adapté.

Les objectifs de l'étude expérimentale réalisée pour le cas nominal étaient les suivants :

- Mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement tourbillonnaire et le phénomène de l'éclatement (oscillations de la position de l'éclatement, influence de la zone de transition laminaire-turbulente, caractérisation des sous-structures du rotationnel dans la nappe de

cisaillement, confrontation des idées théoriques basées sur le rotationnel avec des mesures précises).

- Tenter de localiser la position d'éclatement par des mesures de pression pariétale.
- Etablir une base de données de référence pour évaluer l'influence d'un soufflage comme méthode de contrôle de l'éclatement.

L'éclatement affectant les tourbillons principaux d'une aile delta en incidence a été étudié à une vitesse amont de 24m/s dans les souffleries S2Ch et F2. Une première série d'expériences, basées sur l'utilisation de la tomoscopie laser, a permis de définir la position moyenne d'éclatement \overline{X}_b / c en fonction de l'incidence pour une aile de flèche 70°. Les résultats de visualisations par tomoscopie laser ont permis une analyse quantitative des oscillations de la position d'éclatement qui sont caractériser par un nombre de Strouhal variant de 0,02 à 0,07 (voir Figs. 5.7 et 5.8 et le tableau 5.1). Ces valeurs confirment des autres résultats publiés pour des essais à faibles nombres de Reynolds.

Une seconde série d'essais a été effectuée pour étudier les évolutions des répartitions de la pression pariétale en fonction des modifications de la configuration aérodynamique. Nous avons pu montrer que l'éclatement est détectable à partir de l'analyse des répartitions de la pression à la paroi de l'aile quand la zone de recirculation est suffisamment développée pour modifier le champ de pression. L'utilisation de cette grandeur ne permet cependant pas de localiser avec précision le point d'éclatement. En revanche, l'emploi des capteurs de pression instationnaire pour identifier la position de l'éclatement paraît possible. Les données obtenues ne sont pas suffisantes pour une

détection, mais les résultats indiquent une modification du champ de pression instationnaire associée au déplacement de la position de l'éclatement vers l'aval.

L'essentiel de l'étude a porté sur une analyse approfondie par vélocimétrie laser tridirectionnelle de l'écoulement tourbillonnaire et de l'éclatement sur l'extrados de l'aile, placée à une incidence de 27° . L'éclatement est caractérisé par une décélération rapide du mouvement axial conduisant à la formation, au centre du tourbillon, d'un bulbe de recirculation où la composante de vitesse longitudinale prend des valeurs négatives. Corrélativement, il se produit une importante dilatation de l'ensemble de la structure tourbillonnaire. Le bulbe se résorbe ensuite assez rapidement, les vitesses au sein de la structure demeurant toutefois très faibles. Les mesures précises acquises ont permis une analyse des paramètres diverses (nombre et angle de swirl, vecteur rotationnel, énergie cinétique de fluctuation) dans l'écoulement tourbillonnaire et la zone éclatée. Ces mesures ont permis d'approfondir la connaissance des sous-structures dans la nappe de cisaillement et de caractériser leur existence autour du tourbillon principal.

L'ensemble des informations recueillies a donné une description précise de l'éclatement tourbillonnaire sur l'extrados d'une aile delta en incidence, pouvant être utilisée pour valider et comparer les influences de soufflage comme méthode de contrôle du phénomène.

6. CONTROLE PAR SOUFLAGE CONTINU DANS LA DIRECTION DE L'AXE DU TOURBILLON

6.1. Remarques générales

Avant de contrôler un écoulement, il convient de caractériser ses propriétés générales dans le cas nominal, c'est-à-dire sans contrôle. Ces caractéristiques de l'écoulement de base doivent permettre de définir les méthodes de contrôle les plus appropriées ainsi que la meilleure position pour l'application du contrôle. Les caractéristiques de l'écoulement nominal servent aussi comme référence pour l'évaluation de l'influence du contrôle, de l'efficacité du système et de l'applicabilité à un avion réel. Le chapitre précédent a été consacré à l'analyse et à l'exploitation des propriétés générales d'un écoulement tourbillonnaire autour d'une aile delta à haute incidence, sans contrôle. Dans ce chapitre, l'aspect contrôle continu de cet écoulement et de l'éclatement de ses tourbillons, sera analysé.

Dans l'étude bibliographique, on a noté une quantité de travaux intéressants portant sur le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta par des méthodes pneumatiques. Les méthodes réalisées sont nombreuses et toutes semblent fonctionner d'une façon ou d'une autre. Il a été décidé d'approfondir la connaissance de l'influence du contrôle par soufflage dans la direction de l'axe des tourbillons principaux ; action dont le but est de déplacer l'éclatement vers l'aval afin de maintenir un écoulement stable et d'éviter la perte de portance aux hautes incidences.

Rappelons brièvement les études de Visser *et. Al.* (1988) et Iwanski *et. Al.* (1989) qui ont étudié un dispositif avec soufflage continu. Le but de leurs essais était d'optimiser la position, l'angle et le débit du jet ainsi que de maximiser le coefficient de portance pour des incidences variées. Ces auteurs ont trouvé que la position idéale du jet de soufflage est proche de l'apex, à proximité du

bord d'attaque, le jet étant dirigé parallèlement au bord d'attaque. Avec un coefficient C_{μ} variant de 0,0045 à 0,04, ils ont montré que le soufflage déplace l'éclatement vers l'aval et stabilise les oscillations de la position de l'éclatement.

Des études similaires ont été effectuées par Miller et Gile (1992) et Laval-Jeantet (1993) avec un contrôle par soufflage dans la direction de l'axe du tourbillon. Ces auteurs ont confirmé que ce type de soufflage fait reculer l'éclatement en direction du bord de fuite. D'autres essais ont été réalisés par Guillot, Gutmark et Garrison (1998) dans le but d'optimiser la position du jet sur l'aile et l'angle de soufflage par rapport à l'axe du tourbillon. Leurs résultats confirment les observations de Visser *et al.* (1988). Ils ont également constaté qu'un soufflage orienté vers l'intérieur de l'axe du tourbillon était le plus efficace pour faire reculer l'éclatement

6.1.1. Caractéristiques du dispositif du soufflage

Le système de soufflage continu a déjà été présenté au §3.3 et sur les figures 3.9 à 3.11. Les caractéristiques clés sont rappelées brièvement. Deux dispositifs de soufflage permettent d'émettre un jet d'air comprimé en deux positions de l'extrados proches de l'apex de l'aile, décalées symétriquement en envergure à gauche et à droite. Les dispositifs sont situés à 14% de la corde et à 30mm du bord d'attaque et sont orientés à 5° vers l'intérieur par rapport aux axes des tourbillons

Le système repose sur l'injection d'air comprimé, provenant d'une source haute pression, par l'intermédiaire de dispositifs de soufflage intégrés à l'extrados de l'aile. Chaque dispositif est constitué d'une buse amovible conique de diamètre 2,07mm en sortie. En aval de chaque buse, se trouve un canal de sortie, de 26mm de long, taillé dans l'épaisseur de l'aile avec une inclinaison de

15,6° et une section en forme de U. Le débit du jet de soufflage est réglé par une vanne qui modifie la pression génératrice à l'amont d'un col sonique. Lorsque le col est amorcé, le débit massique Q_m est donné par la relation :

$$Q_m = \frac{\delta(\gamma) p_i S_{col}}{\sqrt{C_p T_i}}$$

avec $\delta(\gamma) = 1,281$ pour $\gamma = C_p/C_v = 1,4$. S_{col} est la section du col sonique de diamètre 2mm, p_i la pression génératrice, T_i la température génératrice. C_p désigne la chaleur massique à pression constante. Les débits massiques Q_m étudiés pendant ces essais sont égaux à 0,8g/s, 1,4g/s, 1,8g/s, 2g/s, 2,2g/s, 3,3g/s et 3,8g/s. Les deux dernières valeurs ont uniquement été exploitées dans la soufflerie S2Ch où la pression génératrice de la source haute pression est plus élevée que dans la soufflerie F2.

Le nombre de Mach du jet est calculé, sans tenir compte des pertes de charges internes, par la relation de détente isentropique. Ces valeurs permettent de déterminer le coefficient de soufflage C_μ défini comme :

$$C_\mu = \frac{Q_m V_{jet}}{q_\infty S_{aile}}$$

où V_{jet} est la vitesse du jet en sortie de buse (d'après le nombre de Mach), q_∞ la pression dynamique ($\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$), et S_{aile} la surface de l'aile (0,329m²). Le coefficient C_μ représente le rapport entre le flux de quantité de mouvement du jet de contrôle et la pression dynamique de l'écoulement amont appliquée sur la surface de l'aile, ces deux quantités ayant la dimension d'une force. Toutefois, au cours des présents essais, il n'a été trouvé de corrélation entre les effets du soufflage observés à même valeur de C_μ pour des vitesses amont différentes. Les valeurs de C_μ seront néanmoins

indiquées dans ce qui suit, mais les références aux conditions seront données en termes du débit massique.

Au cours des essais préliminaires dans la soufflerie S2Ch, plusieurs débits ont été réalisés pour les trois vitesses amont $U_\infty = 15, 24$ et 40m/s .

Pour les essais effectués dans la soufflerie F2, la vitesse amont a été fixée à 24m/s . Quatre débits massiques ont été réalisés : $1,4, 1,8, 2$ et $2,2\text{g/s}$; ce qui correspond à : $C_\mu = 0,004, 0,005, 0,0057$ et $0,006$.

6.2. Visualisations par tomoscopie laser

Les tomoscopies laser ont été effectuées dans le but de déterminer la position de l'éclatement du tourbillon au-dessus de l'aile en configuration nominale et pour les configurations avec activation du contrôle. Les visualisations présentées sous l'effet du contrôle sont des coupes longitudinales parallèles aux axes des deux tourbillons. Le plan lumineux est disposé latéralement et passe par l'apex de l'aile. Ces visualisations permettent de montrer les éclatements qui se développent sur les parties droite et gauche de l'aile aux mêmes instants.

Au cours de cette étude du contrôle de l'éclatement par soufflage selon l'axe du tourbillon, on a considéré trois configurations de contrôle : d'une part deux configurations dissymétriques (contrôle par soufflage sur le côté gauche de l'aile, sans contrôle sur le côté droit et inversement) et une configuration symétrique avec un soufflage des deux côtés de l'aile. Par ailleurs, différents débits de soufflage sont examinés pour chaque configuration de soufflage.

6.2.1. Soufflage dissymétrique

Deux configurations dissymétriques ont été réalisées: soufflage sur le côté gauche de l'aile puis soufflage du côté droit. Le contrôle dissymétrique permet d'effectuer une analyse permettant de mieux comprendre l'influence du soufflage sur un seul côté de l'aile et ainsi d'observer les interactions entre les deux tourbillons principaux avec et sans contrôle.

6.2.1.1. Essais dans la soufflerie S2Ch

Pour les essais préliminaires dans la soufflerie S2Ch, deux débits de soufflage dissymétrique ont été réalisés sur le côté gauche de l'aile à l'incidence $\alpha = 27^\circ$ pour les conditions suivantes :

$$\begin{array}{lll} U_\infty = 15\text{m/s} & Q_m = 1,4 \text{ et } 3,3\text{g/s} & C_\mu = 0,009 \text{ et } 0,03, \\ U_\infty = 24\text{m/s} & Q_m = 1,8 \text{ et } 3,3\text{g/s} & C_\mu = 0,005 \text{ et } 0,009, \\ U_\infty = 40\text{m/s} & Q_m = 3,3 \text{ et } 3,7\text{g/s} & C_\mu = 0,0032 \text{ et } 0,0036. \end{array}$$

La figure 6.1 présente deux photographies instantanées prises aléatoirement dans l'enregistrement vidéo de la tomoscopie latérale longitudinale de l'écoulement sur l'extrados de l'aile. Les photographies ont été extraites à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. La figure 6.1a montre une image du cas nominal, sans contrôle et la figure 6.1b une image du cas avec soufflage sur le côté gauche (en bas) pour un débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$). Ces images sont deux exemples des résultats obtenus au cours des essais par tomoscopie laser. La position de l'éclatement oscillant longitudinalement (selon X), ces photographies sont une vue de l'écoulement à un instant t. Elles ne sont ni une représentation de la position moyenne, ni de la position d'éclatement la plus souvent observée. En comparant les deux photographies, on observe le déplacement vers l'aval de l'éclatement, sur le côté gauche (en bas sur l'image), dû au soufflage à gauche. La position de l'éclatement à droite reste

assez constante pour les deux images. Ceci indique l'incapacité du contrôle dissymétrique à agir sur le tourbillon et son éclatement sur le côté de l'aile sans contrôle.

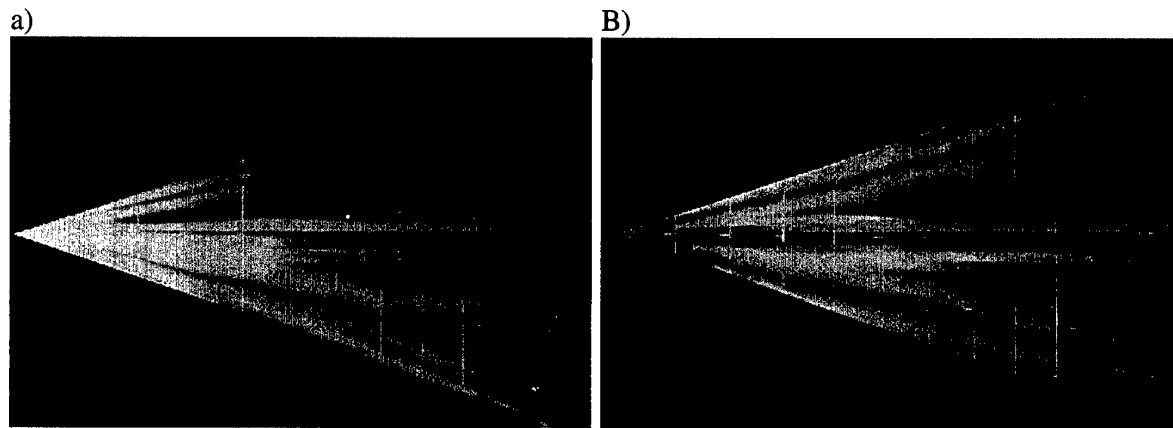


Fig. 6.1 : Photographies instantanées de tomoscopie laser latérale longitudinale obtenues pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a) Cas nominal, sans soufflage. (b) Soufflage dissymétrique sur le côté gauche (en bas) avec $Q_m = 1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$). Soufflerie S2Ch.

Dans le cas nominal, il a été observé des oscillations longitudinales et des dissymétries de la position de l'éclatement. De la même façon, l'analyse de l'histoire temporelle de la position du point d'éclatement dans le cas du contrôle dissymétrique a été effectuée pour comprendre l'effet du soufflage. Comme pour le cas nominal, les vidéos ont été analysées image par image pour les différentes conditions d'essais. Les données instantanées sur la position du point de l'éclatement gauche X_{bg}/c et droit X_{bd}/c ont été tracées en fonction du temps.

Les tracés des figures 6.2, 6.3 et 6.4 présentent l'évolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c pour les configurations étudiées dans S2Ch. Les points et les lignes noires représentent les positions instantanées du point d'éclatement côté gauche X_{bg}/c , les points et les lignes grises les positions instantanées côté droit X_{bd}/c . Les données sont tracées pour une période d'enregistrement d'environ 60 secondes.

Sur la figure 6.2 sont présentés les résultats relatifs à l'incidence $\alpha = 27^\circ$, pour $U_\infty = 15\text{m/s}$ et les débits de soufflage $Q_m = 1,4\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,009$) et $3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,03$). On constate que le débit de $1,4\text{g/s}$ est suffisant pour déplacer la position de l'éclatement gauche vers le bord de fuite de l'aile, sans pour cela modifier la position de l'éclatement droit (voir Fig. 6.2a). Ce débit n'est toutefois pas suffisant pour faire reculer la position de l'éclatement en aval du bord de fuite. Malgré ce recul de l'éclatement, les observations mettent en évidence une oscillation de forte amplitude entre la position nominale et le bord de fuite. En revanche, un débit de $3,3\text{g/s}$ est suffisant pour déplacer et maintenir la position de l'éclatement gauche au bord de fuite pendant la période de temps exploitée (voir Fig. 6.2b). On constate aussi que la position de l'éclatement droit n'est pas influencée par le soufflage à gauche.

Sur la figure 6.3, on observe l'influence du soufflage dissymétrique côté gauche, pour les débits $Q_m = 1,8$ et $3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$ et $0,009$), mais pour $U_\infty = 24\text{m/s}$. Les résultats sont similaires à ceux de la figure 6.2. Ces tendances sont encore observées sur la figure 6.4 avec un soufflage à gauche pour $Q_m = 3,3$ et $3,7\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0032$ et $0,0036$).

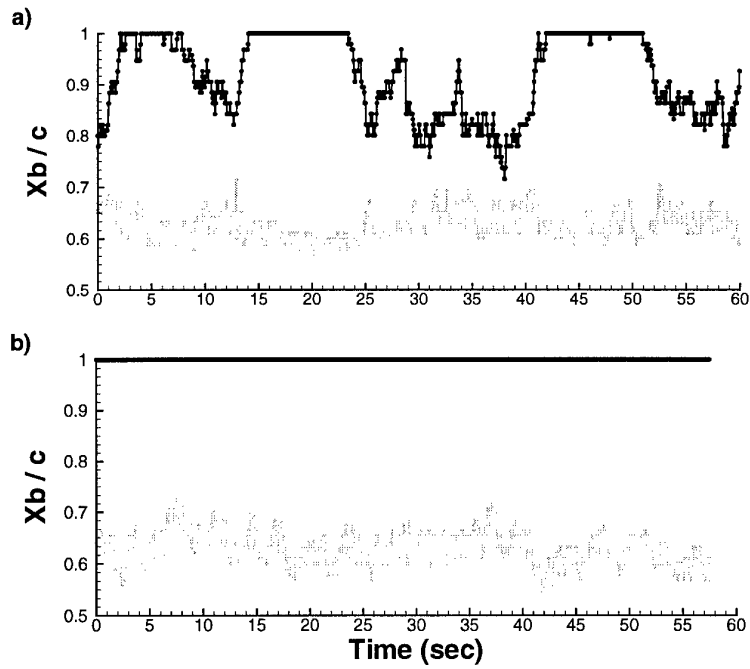


Fig. 6.2 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 15\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 1,4\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,009$). (b) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,03$). Soufflerie S2Ch.

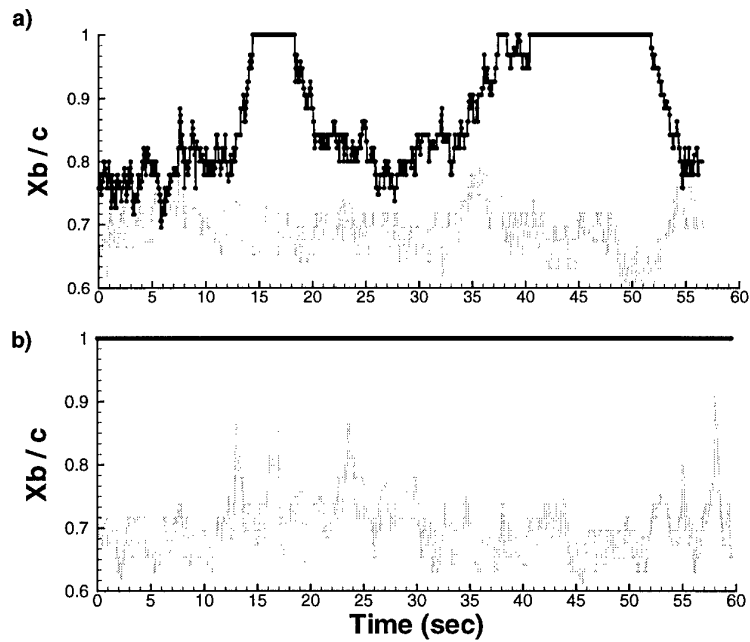


Fig. 6.3 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$). (b) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,009$).

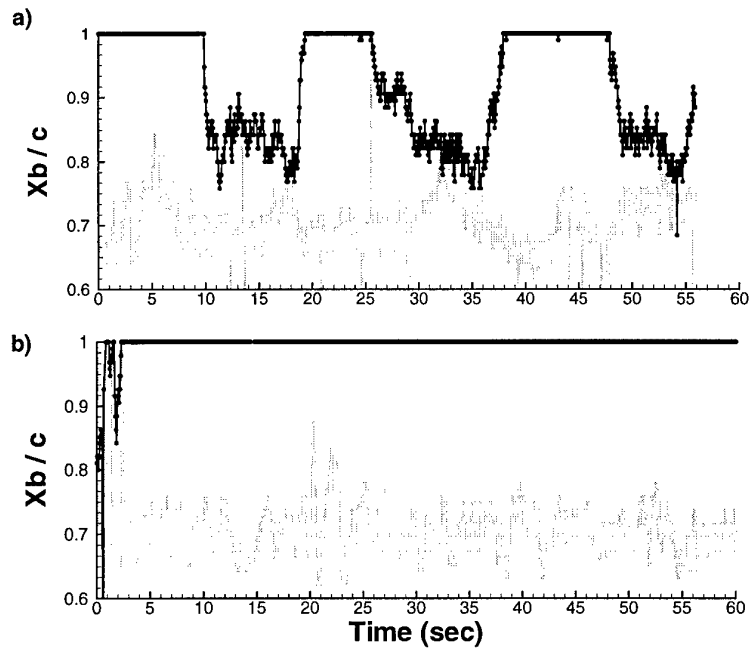


Fig. 6.4 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 40\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0032$). (b) $Q_m = 3,7\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0036$).

Ces trois figures montrent l'influence des deux débits de soufflage dissymétrique côté gauche sur les positions de l'éclatement à gauche et à droite. Côté gauche, l'influence directe du soufflage est clairement mise en évidence. Ainsi le point d'éclatement est repoussé vers le bord de fuite de l'aile pour tous les débits. On remarque que le débit de soufflage nécessaire pour repousser l'éclatement vers le bord de fuite de l'aile croît régulièrement quand la vitesse amont augmente. Les résultats du côté droit ne sont pas influencés directement par le soufflage, les positions de l'éclatement restant identiques à celles observées dans le cas nominal. Ceci indique une bonne indépendance entre les tourbillons principaux ; il n'y a pas de "transport" de l'énergie du soufflage transversalement d'un côté de la corde à l'autre.

Toutefois, à C_μ constant, les effets peuvent être très différents. En effet, sur la figure 6.2a le soufflage à $C_\mu = 0,009$ correspond à un déplacement de l'éclatement vers le bord de fuite de l'aile,

alors que sur la figure 6.3b, le soufflage à $C_{\mu} = 0,009$ entraîne un déplacement de l'éclatement au-delà du bord de fuite de la maquette. D'après cette constatation, il apparaît que la comparaison des résultats à même C_{μ} est délicate et non significative.

La figure 6.5 présente les positions moyennes du point d'éclatement \overline{X}_b / c pour les cas nominaux et avec soufflage dissymétrique à gauche. Ces valeurs sont calculées à partir de l'ensemble des données instantanées obtenues pour des enregistrements vidéo d'environ 60 secondes. On note que la position moyenne de l'éclatement gauche à $U_{\infty} = 15\text{m/s}$ pour un débit $Q_m = 1,4\text{g/s}$ ($C_{\mu} = 0,009$), est repoussée de 20% de la corde en aval de la position moyenne de l'éclatement gauche du cas nominal. A la même vitesse amont, le contrôle dissymétrique avec $Q_m = 3,3\text{g/s}$ ($C_{\mu} = 0,03$) donne une position \overline{X}_{bg} / c située au bord de fuite, soit plus de 30% de corde en aval du \overline{X}_{bg} / c du cas nominal. Confirmant les observations venant de la figure 6.2, on voit que les positions \overline{X}_{bd} / c ne sont pas déplacées par le soufflage à gauche. Les résultats sont similaires pour $U_{\infty} = 24\text{m/s}$ où les positions moyennes de l'éclatement gauche ont été reculées de 25% et 35% de corde pour $Q_m = 1,8$ et $3,3\text{g/s}$ ($C_{\mu} = 0,005$ et $0,009$), respectivement. Les tendances sont similaires à $U_{\infty} = 40\text{m/s}$, même si les débits de soufflage sont plus faibles en termes de C_{μ} ($C_{\mu} = 0,0032$ et $0,0036$). Pour ce dernier cas, les positions moyennes de l'éclatement gauche sont reculées de 12% et 25% de corde, valeurs correspondant à $Q_m = 3,3$ et $3,7\text{g/s}$. Dans tous les cas, le soufflage aux débits les plus élevés repousse l'éclatement au bord de fuite de l'aile.

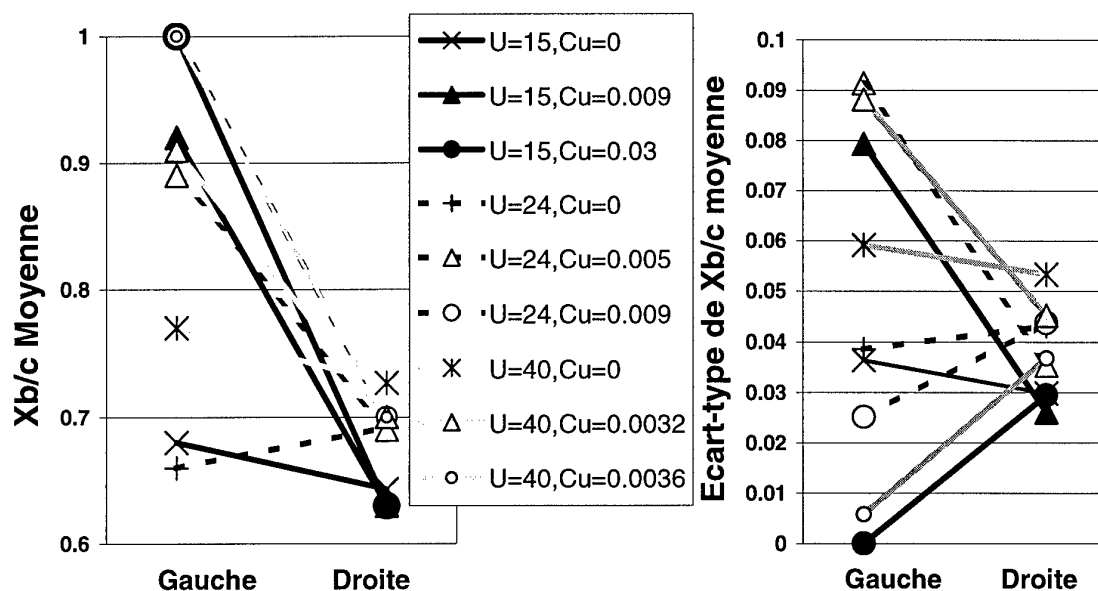


Fig. 6.5 : Soufflage dissymétrique côté gauche. Position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $U_\infty = 15, 24, 40\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$ pour le cas nominal et différents débits de soufflage.

Malgré les effets positifs du soufflage dissymétrique sur la position de l'éclatement gauche, on observe sur la figure 6.5 une influence négligeable ou négative du soufflage dissymétrique sur la position $\overline{X_{bd}}/c$ (côté sans contrôle). La position $\overline{X_{bd}}/c$ sous l'influence du soufflage à gauche est légèrement déplacée en amont de la position $\overline{X_{bd}}/c$ pour le cas nominal, mais il est difficile de quantifier ces résultats car la différence observée tombe dans la plage des incertitudes de mesure.

De plus, sur la figure 6.5 on remarque que l'écart-type de la position d'éclatement gauche $\overline{X_{bg}}/c$ croît avec l'application du soufflage dissymétrique pour tous les essais à faibles débits de soufflage. L'accroissement correspond aux fluctuations de grandes amplitudes observées dans les résultats instantanés quand le débit est insuffisant pour déplacer l'éclatement sous contrôle au bord de fuite de l'aile. En revanche, les écarts-types sur $\overline{X_{bg}}/c$ sous l'influence d'un soufflage relativement fort sont pratiquement nuls, la position de l'éclatement gauche au niveau du bord de fuite étant stable.

Les écarts-types des positions de l'éclatement sur le côté droit de l'aile sont inchangés sous l'influence du contrôle, ce qui confirme les observations précédentes.

6.2.1.2. Essais dans la soufflerie F2

L'étude par tomoscopie laser du soufflage dissymétrique dans la soufflerie F2 a été effectuée pour une vitesse amont $U_\infty = 24\text{m/s}$ et des angles d'incidence $\alpha = 27^\circ$ et 30° . Deux configurations de contrôle dissymétrique ont été exploitées au cours de cette campagne : soufflage à gauche et soufflage à droite. Quatre débits de soufflage : $Q_m = 1,4, 1,8, 2$ et $2,2\text{g/s}$ ont été utilisés pour le contrôle, ce qui correspond aux valeurs $C_\mu = 0,004, 0,005, 0,0057$ et $0,006$. Une analyse de l'histoire temporelle de la position du point d'éclatement a été effectuée d'une manière similaire à celle appliquée aux essais dans la soufflerie S2Ch. Les résultats obtenus dans F2 sont en très bon accord avec ceux de S2Ch et confirment les tendances déjà observées. La figure 6.6 présente quelques résultats de F2 avec soufflage dissymétrique. La figure 6.6a donne l'évolution de la position instantanée du point d'éclatement X_b/c avec un soufflage activé sur le côté gauche et un débit massique de $2,2\text{g/s}$. La figure 6.6b montre les résultats aux mêmes conditions, mais avec soufflage activé côté droit.

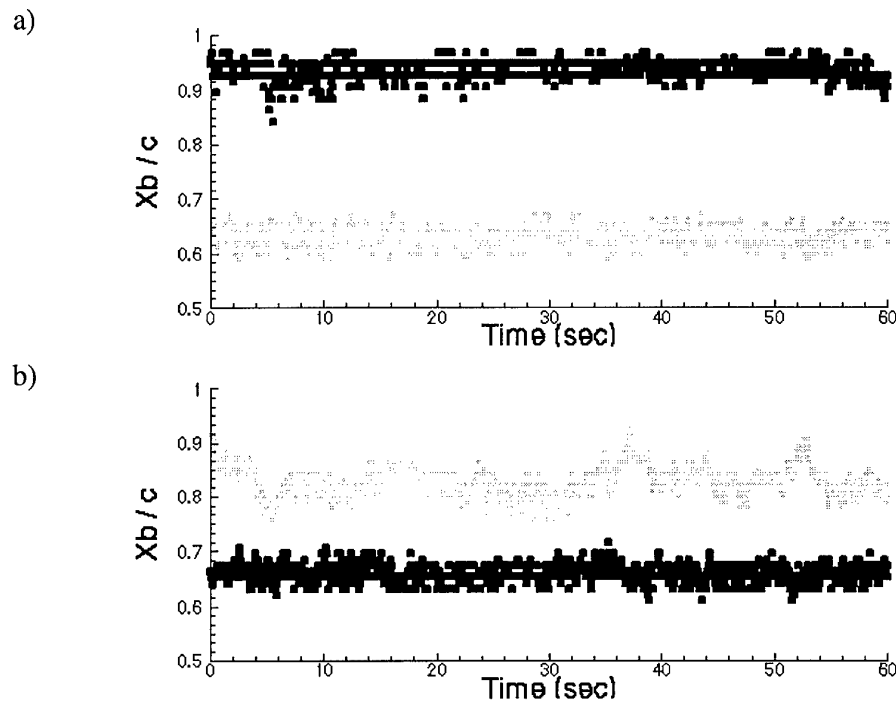


Fig. 6.6 : Soufflage dissymétrique. Evolution temporelle de la position du point d'éclatement X_b/c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). (a) Côté gauche $Q_m = 2,2\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,006$). (b) Côté droit $Q_m = 2,2\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,006$). Soufflerie F2.

Les figures 6.7a et 6.7b présentent les valeurs moyennes $\overline{X_b}/c$ de l'ensemble des résultats des configurations dissymétriques, correspondant à un soufflage coté gauche de l'aile et sans contrôle du coté droit (voir Fig. 6.6a) et inversement (voir Fig. 6.6b). Les résultats du cas nominal sont également présentés pour comparer l'influence du soufflage. Chaque symbole représente 1500 positions instantanées (X_b/c), pour chaque condition d'essai. Les symboles sont reliés par des lignes pour faciliter la lecture de la figure.

On note que la position moyenne de l'éclatement pour un débit de soufflage de $1,8\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,005$), est repoussée de 6 à 8% (côté gauche et droit respectivement) de la corde en aval de la position $\overline{X_b}/c$ du cas nominal. Le contrôle dissymétrique avec $Q_m = 2\text{g/s}$ ($C_\mu = 0,0057$) donne une position $\overline{X_b}/c$ située de 8 à 12% de la corde en aval de la position $\overline{X_b}/c$ du cas nominal. Finalement, le

contrôle avec un débit de soufflage de 2,2g/s ($C_{\mu} = 0,0057$) recule la position \overline{X}_b / c sans contrôle de 20 à 25% de la corde en aval de la position \overline{X}_b / c .

Confirmant les observations précédentes, un soufflage dissymétrique, sur l'un ou l'autre tourbillon, fait reculer de la même manière la position de l'éclatement du tourbillon sous contrôle, tandis que celle du tourbillon libre reste inchangée. Dans tous les cas, le soufflage au débit le plus élevé repousse l'éclatement le plus proche au bord de fuite de l'aile.

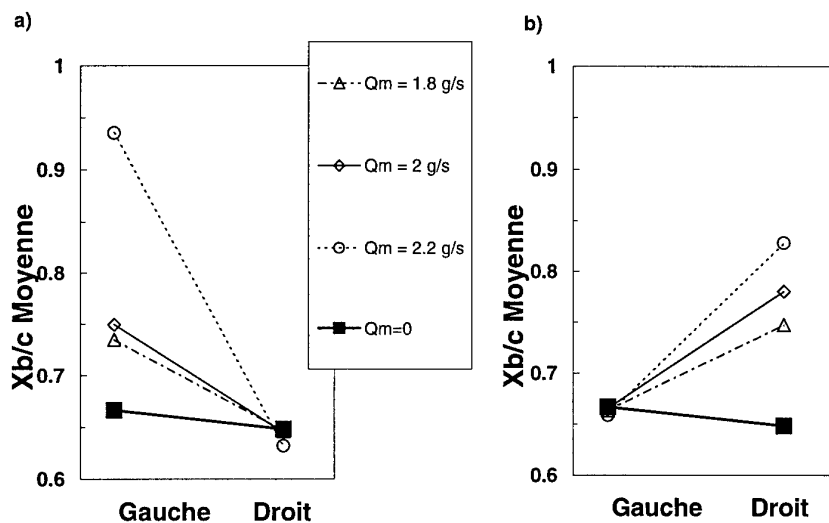


Fig. 6.7 : Influence du soufflage dissymétrique sur les positions moyennes de l'éclatement \overline{X}_b / c à $U_{\infty} = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^{\circ}$. (a) Soufflage côté gauche. (b) Soufflage côté droit. Soufflerie F2.

6.2.2. Soufflage symétrique

Les deux systèmes de soufflage ont été activés en même temps pour créer un soufflage symétrique par rapport à la corde de l'aile. Pour des raisons de comparaison, on indique le débit de soufflage utilisé sur l'un des côtés. Le débit global de soufflage utilisé par les deux buses n'est pas indiqué. Sur la figure 6.8 sont présentés les positions du point d'éclatement (X_b/c) instantanées sous l'influence du soufflage symétrique à $U_{\infty} = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^{\circ}$ dans la soufflerie F2.

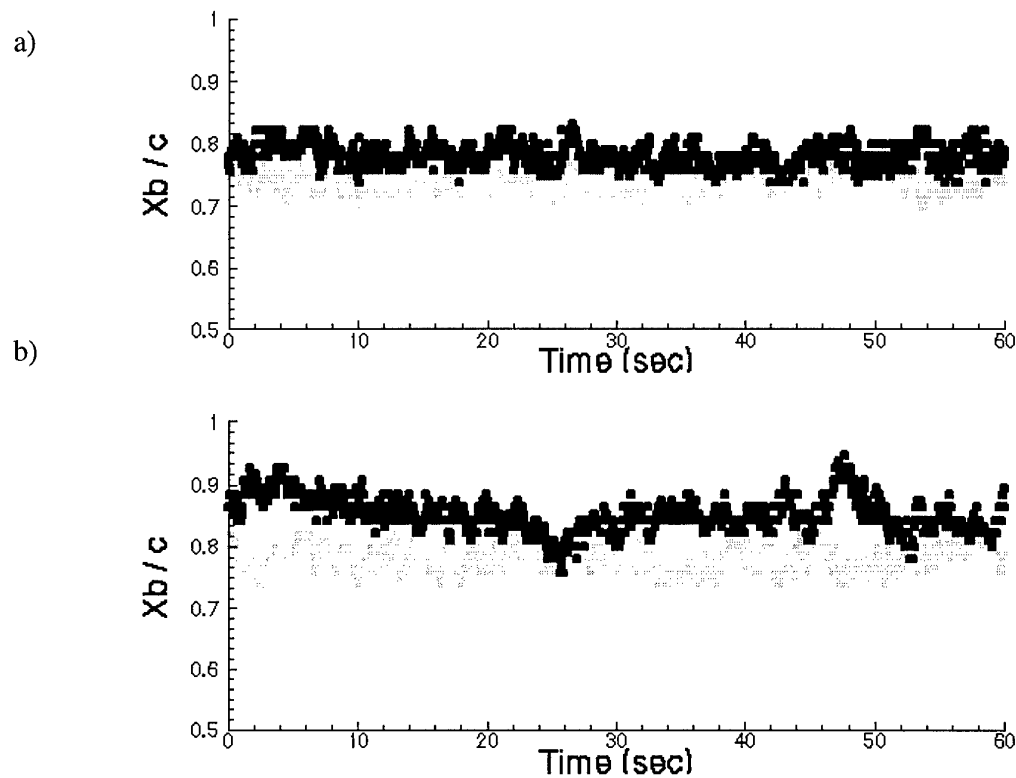


Fig. 6.8 : Soufflage symétrique. Evolution temporelle de la position X_b/c à $U_\infty = 24 \text{ m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Points et lignes en noir : X_{bg}/c (gauche). Points et lignes en gris : X_{bd}/c (droit). Débits identiques sortant chaque buse : (a) $Q_m = 1,8 \text{ g/ms}$. (b) $Q_m = 2,2 \text{ g/s}$. Soufflerie F2.

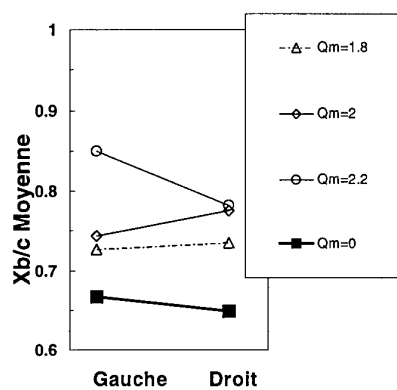


Fig. 6.9: Influence d'un soufflage symétrique sur la position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $U_\infty = 24 \text{ m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

La figure 6.9 représente les positions moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$, identiquement aux données présentées sur les figures 6.5 et 6.7. Ces résultats sont similaires à ceux présentés dans les configurations de soufflage dissymétrique. On observe qu'un accroissement du débit de soufflage déplace plus la position vers l'aval. Ce qui confirme les résultats observés pour les conditions de soufflage dissymétrique.

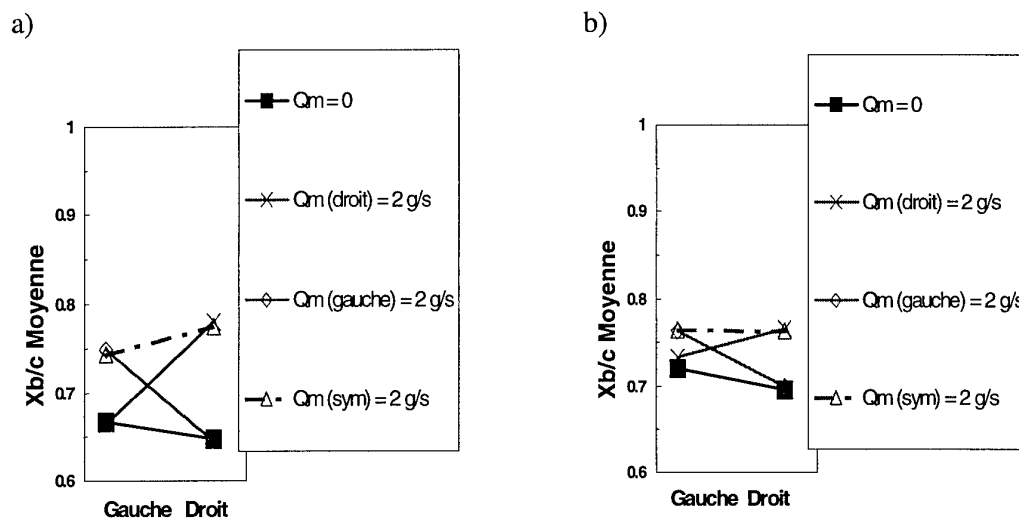


Fig. 6.10 : Influence d'un soufflage symétrique ou dissymétrique sur la position moyenne de l'éclatement $\overline{X_b}/c$ à $\alpha = 27^\circ$. (a) $U_\infty = 24\text{m/s}$. (b) $U_\infty = 40\text{m/s}$. Soufflerie F2.

Enfin, la figure 6.10 montre l'influence de la vitesse sur la position du point d'éclatement, ainsi que l'influence du débit en fonction de la vitesse et cela pour les deux types de soufflages (symétrique et dissymétrique). On remarque alors que l'influence du soufflage sur chaque tourbillon est décorrélée.

6.3. Visualisations pariétales

Les visualisations pariétales réalisées au cours de cette campagne d'essais permettent de décrire la structure de l'écoulement pariétal. Ainsi, l'association des visualisations tomoscopiques et pariétales met en correspondance les structures caractéristiques du champ aérodynamique avec celles du

champ pariétal. La figure 6.11a présente un exemple de visualisation pariétale obtenue à l'extrados de l'aile pour la configuration avec soufflage symétrique de débit $Q_m = 1,8g/s$. Comme dans le cas nominal, pour faciliter l'interprétation des visualisations, on a utilisé deux enduits visqueux de couleurs différentes dans les zones délimitées par les lignes de séparation.

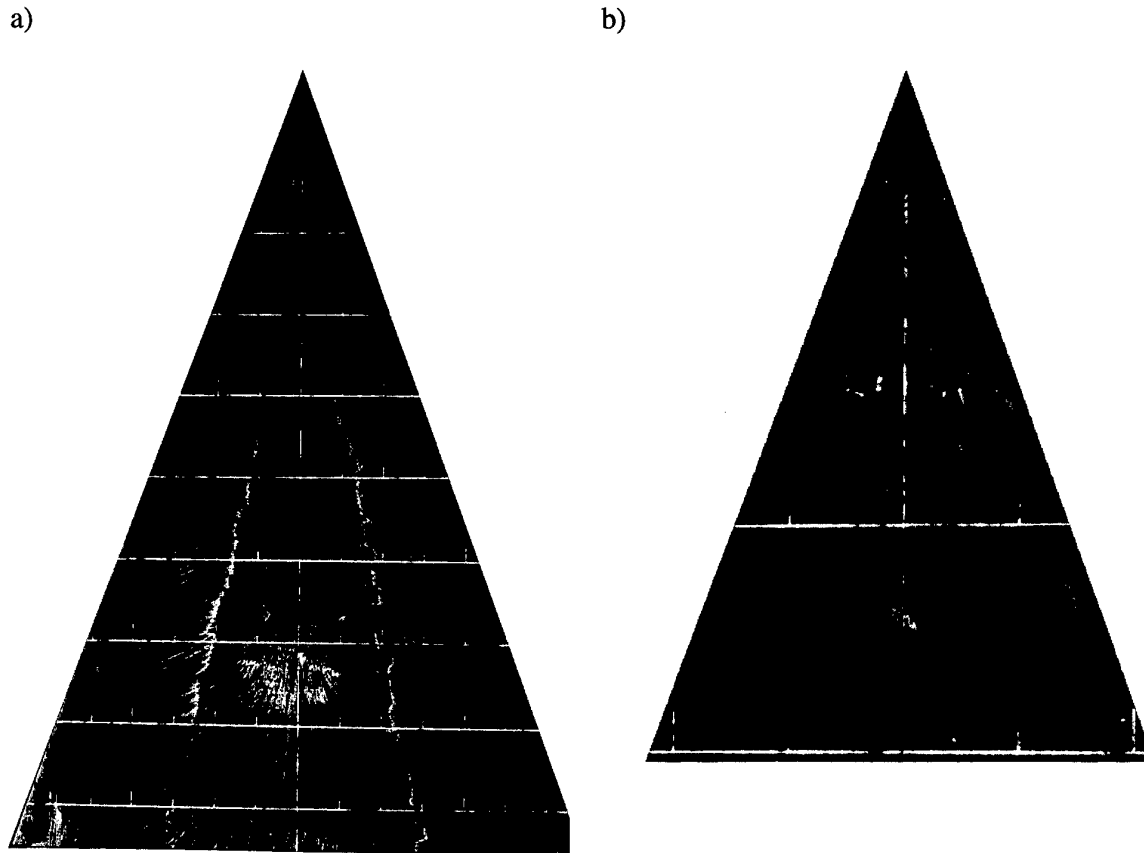


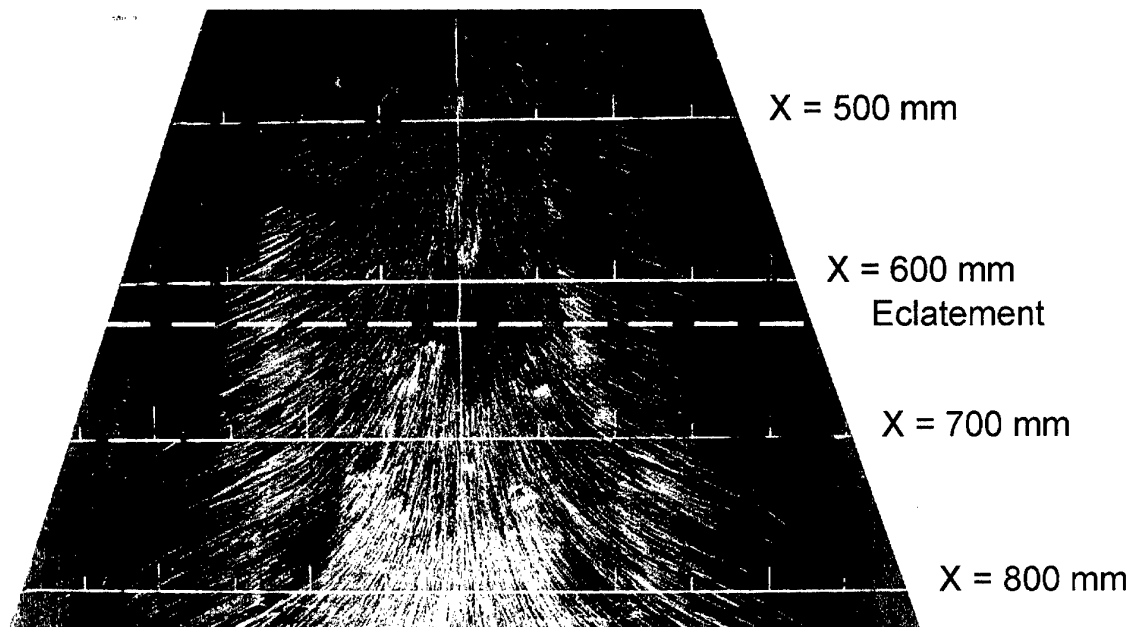
Fig. 6.11 : Spectre pariétal avec contrôle symétrique pour $\alpha = 27^\circ$, $U_\infty = 24m/s$ et $Q_m = 1,8g/s$ (a) Aile complète. (b) Agrandissement de la région de soufflage. Soufflerie F2.

Sur la figure 6.11a, on distingue, près de l'apex de l'aile, l'effet du soufflage sur l'écoulement à la paroi. La figure 6.11b est un agrandissement du spectre pariétal dans la région des buses. En premier lieu, on constate que le jet de soufflage est entraîné par l'écoulement tourbillonnaire ; ce qui a pour effet de déplacer localement la position de la ligne de séparation secondaire (S_2) et de modifier la localisation de la zone de transition laminaire-turbulent de la couche limite qui se situe

pour cette configuration à $X/c = 0,38$ ($X = 365\text{mm}$), du côté droit de l'aile, et à $X/c = 0,40$ ($X = 380\text{mm}$) du côté gauche de l'aile. Ensuite, l'écoulement pariétal retrouve un aspect similaire à celui de la configuration nominale.

La figure 6.12 représente deux agrandissements du spectre pariétal au niveau de la position moyenne de l'éclatement \overline{X}_b / c relevée à partir des tomoscopies laser. La figure 6.12a correspond à la configuration nominale à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$ (voir Fig. 5.10a), où la position moyenne de l'éclatement se situe aux environs de $X/c = 0,65$ ($X = 620\text{mm}$), la figure 6.12b à la configuration avec soufflage symétrique de débit $1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse (voir Fig. 6.11). Dans ce cas, la position moyenne de l'éclatement est aux environs de $X/c = 0,76$ ($X = 720\text{mm}$). On constate que l'éclatement ne modifie pas la direction de l'écoulement à la paroi, la comparaison des lignes de frottement entre l'amont et l'aval du point d'éclatement ne permettant pas de discerner des changements éventuels du spectre pariétal. Les phénomènes pariétaux sont globalement identiques. Ces résultats confirment des observations du cas nominal qui ont montré que l'analyse de l'écoulement pariétal à partir des visualisations par enduit visqueux ne permet pas de déterminer la position de l'éclatement sur l'aile.

a)



b)

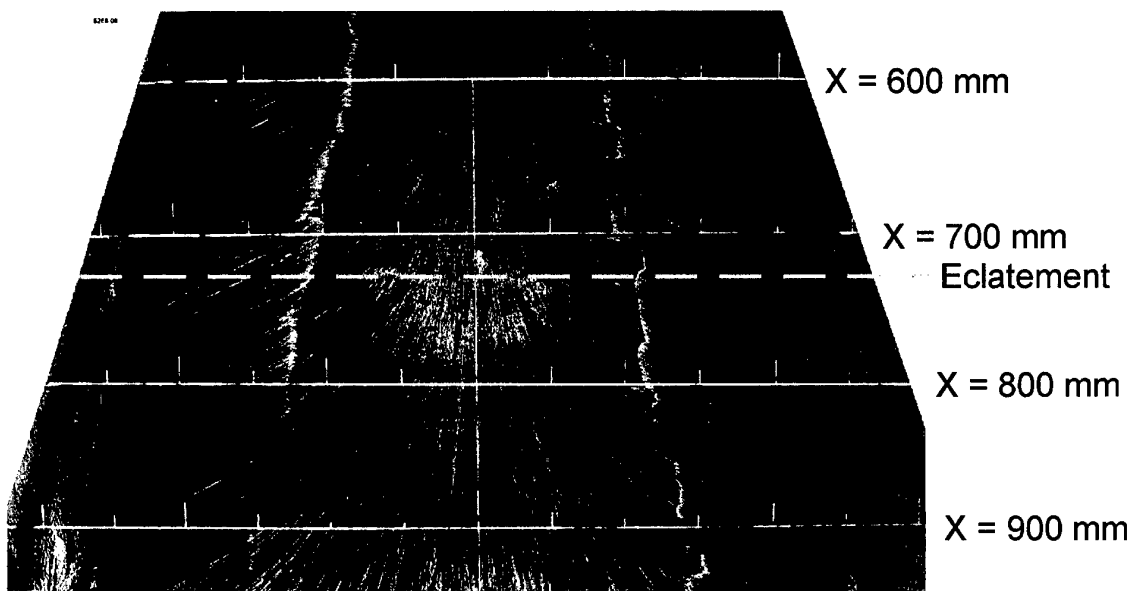


Fig. 6.12 : Comparaison des spectres pariétaux au niveau de la position moyenne de l'éclatement \bar{X}_b / c à $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24\text{m/s}$. (a) Configuration nominale. (b) Soufflage symétrique à $Q_m = 1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse. Soufflerie F2.

6.4. Mesures de pression instationnaire

Il a été délibérément décidé de ne pas procéder à des mesures de pression stationnaire dans les cas avec soufflage pour deux raisons. La première est que les pressions stationnaires n'ont pas permis de repérer la position de l'éclatement tourbillonnaire pour le cas sans contrôle. De ce fait, il était peu probable que l'on puisse y arriver sur la configuration avec soufflage. La deuxième raison est la difficulté de réalisation d'une maquette avec prises de pression et système de contrôle du fait du manque de place à l'intérieur de l'aile. En effet, les prises de pression étant déjà situées à l'intérieur de l'aile, l'installation de buses devenait délicate.

Comme pour la configuration nominale, 17 capteurs de pression Kulite™ ont été insérés à l'extrados de l'aile afin de caractériser l'influence de l'éclatement sur les pressions instationnaires. Les positions des capteurs ont été localisées suivant 4 lignes transversales disposées en envergure sur le côté droit de l'extrados de l'aile (voir Fig. 3.12) à $X/c = 0,53, 0,63, 0,74$ et $0,84$ ($X = 500, 600, 700$ et 800mm). Ces essais ont été effectués à une vitesse amont $U_\infty = 24\text{m/s}$ et à un angle d'incidence $\alpha = 27^\circ$, qui sont les conditions retenues pour la configuration nominale.

Les résultats du cas nominal ont montré qu'il est possible de détecter l'influence de l'éclatement sur l'extrados de l'aile avec des capteurs instationnaires. Afin de vérifier ces résultats, une acquisition de mesures de pression instationnaires a été effectuée pour des conditions de contrôle diverses. L'étude par tomoscopie laser a montré que pour cette configuration, la position moyenne de l'éclatement côté droit est repoussée près du bord de fuite de l'aile. La figure 6.13 présente la densité spectrale de puissance (DSP) des signaux issus des capteurs instationnaires dans un cas de contrôle par soufflage côté droit avec un débit $Q_m = 3,2\text{g/s}$. Les DSP pour les 4 lignes de capteurs sont tracées Fig. 6.13.

La figure 6.13a présente les tracés relatifs aux 4 capteurs situés à $X/c = 0,53$. On observe que l'amplitude des pics autour d'une fréquence de 2Hz, déjà évoquée pour le cas nominal, est plus faible sous l'influence du soufflage dissymétrique. Au-delà, aucune autre fréquence caractéristique n'est mise en évidence quand le contrôle est appliqué. La figure 6.13b, présente les DSP pour les capteurs à $X/c = 0,63$. Les pics autour d'une fréquence de 2Hz sont, cette fois, peu modifiés sous l'influence du soufflage par comparaison au cas nominal. Ces deux premières stations de mesures étant situées en amont de la position moyenne de l'éclatement dans la configuration nominale, il n'est pas surprenant qu'il n'y ait pas une grande différence entre les spectres avec et sans soufflage.

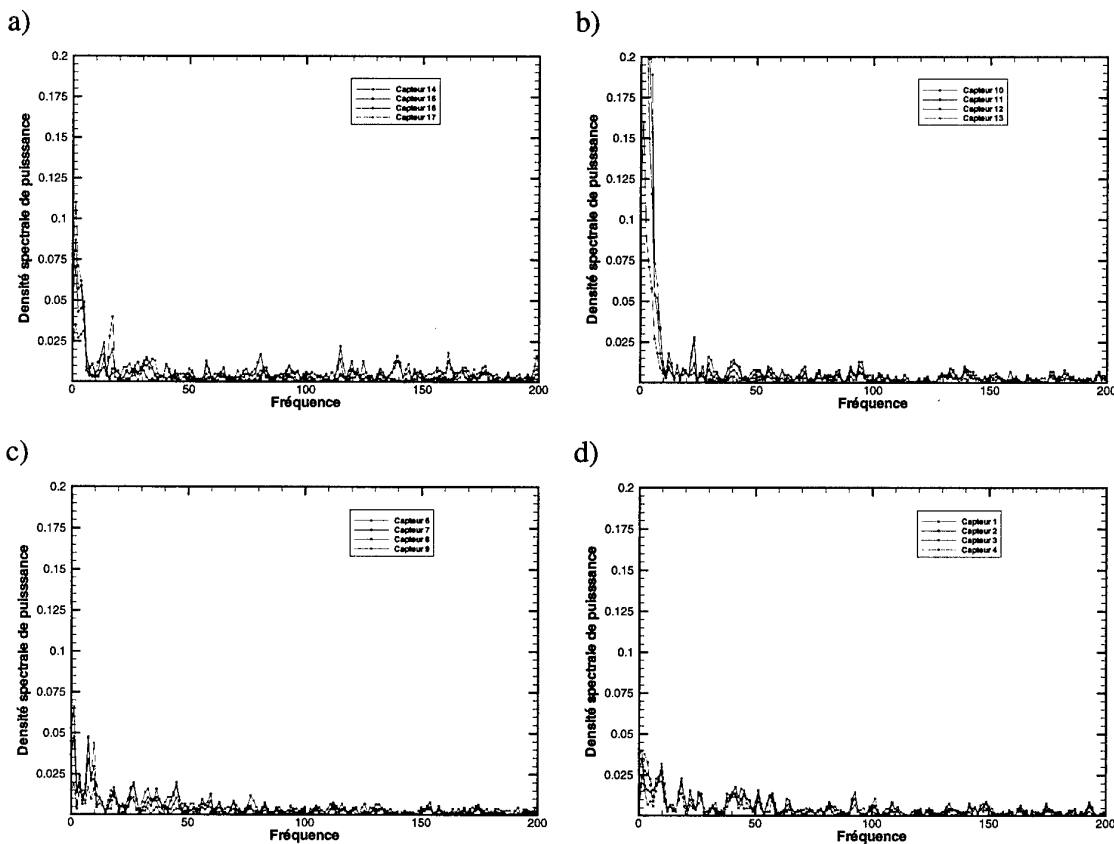


Fig. 6.13 : Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaires. (a) Capteurs situés à $X/c = 0,53$ (N° 14, 15, 16 et 17). (b) $X/c = 0,63$ (N° 10, 11, 12 et 13). (c) $X/c = 0,74$ (N° 6, 7, 8 et 9). (d) $X/c = 0,84$ (N° 1, 2, 3, et 4). Soufflerie F2 avec $U_\infty = 24\text{m/s}$, $\alpha = 27^\circ$ et $Q_m = 3,2\text{g/s}$.

En revanche, sur les figures 6.13c et 6.13d correspondant aux stations $X/c = 0,74$ et $0,84$, les pics de fréquence à 2Hz sont éliminés par le soufflage. Pour le cas avec soufflage de débit 3,2g/s, les tracés concernent des résultats en des stations qui sont maintenant en amont de la position moyenne de l'éclatement ; alors qu'elles sont situées en aval de l'éclatement pour le cas nominal. Sur ces figures, on constate la disparition des deux pics mis en évidence pour la configuration nominale. L'élimination de ces fréquences confirme l'hypothèse de la possibilité de détection de l'éclatement à l'extrados de la maquette par des mesures de pression instationnaires.

6.5. Sondages par vélocimétrie laser

Pour les configurations avec soufflage, l'écoulement à l'extrados de l'aile a été exploré par vélocimétrie laser tridirectionnelle selon 3 plans perpendiculaires à l'aile et un plan longitudinal passant par l'axe du tourbillon. Pour ces explorations, nous n'avons considéré que la demi-aile correspondant aux valeurs négatives de la coordonnée Y (côté gauche de l'aile). Ces mesures ont été effectuées pour $\alpha = 27^\circ$, à la vitesse $U_\infty = 24\text{m/s}$. Les plans perpendiculaires sont aux abscisses : $X/c = 0,53, 0,63$ et $0,74$ ($X = 500, 600$ et 700mm). Le plan longitudinal est exploré horizontalement depuis $X/c = 0,53$ jusqu'à $0,92$ ($X = 500$ à 880mm). Le maillage contient environ 715 points de mesure (voir Fig. 5.28).

Ces plans de mesures sont les mêmes que les trois plans perpendiculaires exploités pour le cas nominal sans soufflage. La position moyenne de l'éclatement étant située à $\overline{X}_b/c = 0,65$ pour le cas nominal, les deux premiers plans sont en amont de la position moyenne de l'éclatement et le dernier plan en aval.

Pour le cas avec soufflage, 4 configurations ont été étudiées par vélocimétrie laser. Dans un premier temps, un soufflage symétrique de débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse, a été effectué. Ensuite, une configuration de contrôle dissymétrique a été réalisée avec un soufflage à droite de différents débits ($Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$), en gardant la buse sur le côté gauche fermée (sans soufflage). La troisième configuration de contrôle a été effectuée en inversant le débit de soufflage droite-gauche. La buse à droite a été fermée et un soufflage à gauche réalisé pour $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$. La quatrième configuration étudiée a été un cas avec contrôle des deux côtés de l'aile avec des débits différents, d'où un autre type de soufflage dissymétrique (i.e. soufflage côté gauche avec $Q_m = 1,4\text{g/s}$ et soufflage côté droit avec $Q_m = 2,2\text{g/s}$).

6.5.1. Caractérisation du jet par vélocimétrie laser

Il a été observé dans les spectres pariétaux avec contrôle que le mélange jet-tourbillon, qui contrôle l'éclatement, est une combinaison des deux écoulements (voir Fig. 6.11). Sous un effet de fort entraînement, le jet d'air comprimé sortant de l'injecteur s'enroule dans le tourbillon principal. Pour mieux comprendre comment le jet intervient dans l'écoulement pour influencer la position de l'éclatement, il est instructif d'effectuer des mesures montrant son évolution.

Le jet seul (sans écoulement extérieur) a été sondé selon 4 plans perpendiculaires à l'aile pour le débit de soufflage $Q_m = 1,8\text{g/s}$. Le premier plan à $X/c = 0,18$ ($X = 169,5\text{mm}$) se situe à la sortie de la buse, le second 20mm en aval à $X/c = 0,2$ ($X = 189,5\text{mm}$), le troisième à $X/c = 0,24$ ($X = 225\text{mm}$) et le dernier à $X/c = 0,53$ ($X = 500\text{mm}$). Ce dernier plan a été choisi de façon à obtenir les caractéristiques du jet correspondant au premier plan de mesure avec contrôle. Ces différents plans permettent de montrer l'évolution spatiale du jet. Pour les débits $Q_m = 1,4$ et $2,2\text{g/s}$,

seul le plan situé à la sortie de la buse a été sondé. Ces deux essais permettent de montrer l'influence du débit de soufflage sur les caractéristiques du jet. Les différents maillages de sondage du jet sont représentés sur la figure 6.14. On note sur cette figure l'aspect irrégulier de ces maillages, qui est dû à la particularité de l'écoulement à sonder. En effet, afin de permettre les mesures par vélocimétrie laser en l'absence d'écoulement extérieur, c'est le jet lui-même qui est ensemençé en particules (voir Fig. 3.21). En dehors de la zone d'expansion du jet, il n'y a donc plus de particules.

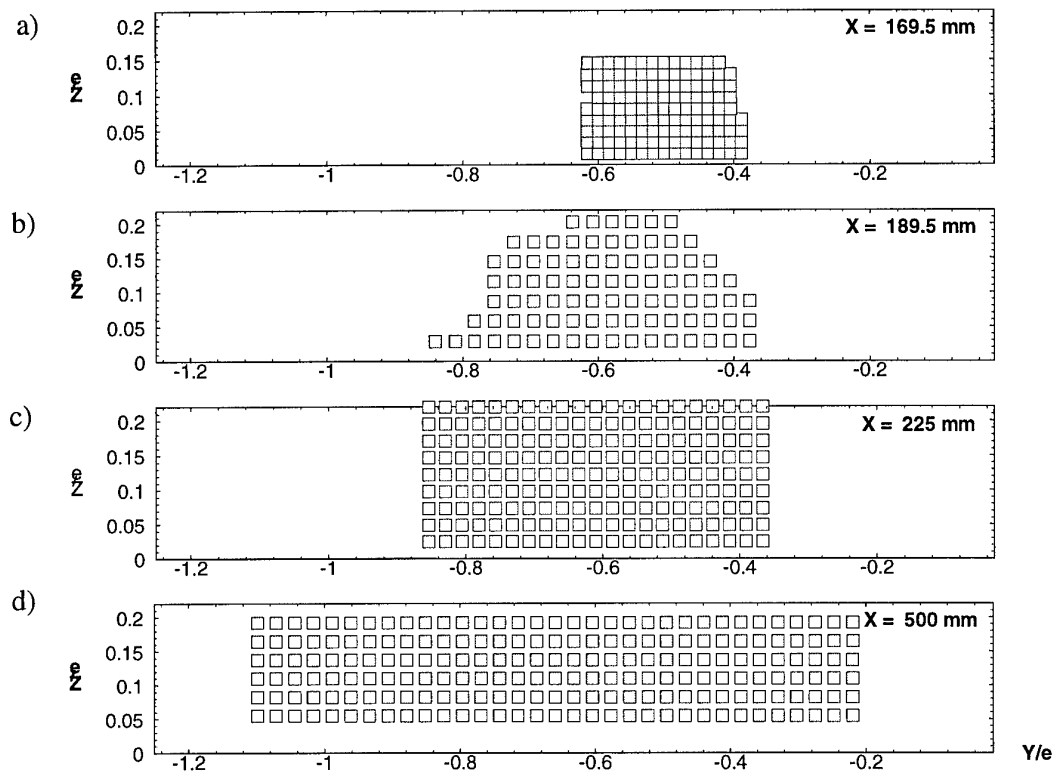


Fig. 6.14 : Maillages des sondages du jet par vélocimétrie laser. (a) $X/c = 0,18$. (b) $X/c = 0,2$. (c) $X/c = 0,24$. (d) $X/c = 0,53$. Soufflerie F2.

La structure du jet est présentée sous la forme des iso-valeurs du module de la vitesse moyenne

$\|\bar{V}\| = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$. La figure 6.15 montre cette vitesse dans les différents plans sondés avec

$Q_m = 1,8g/s$. On constate la formation de deux zones de survitesse au niveau de la sortie du système

d'injection ($X/c = 0,18$). Cette caractéristique est due à l'éclatement du jet en sortie de la buse

conique (tuyère non adaptée) et à la rampe de sortie en forme de U sur laquelle le jet percute (voir

Figs. 3.9 et 3.11). Dans ces deux zones, la vitesse atteint 120m/s, soit plus de 5 fois la vitesse de référence de l'étude. Dans le deuxième plan à $X/c = 0,2$ (20mm en aval de la sortie du système d'injection), les deux zones de survitesses se sont regroupées en une forme un jet classique, la vitesse au cœur du jet ayant diminué. A $X/c = 0,24$, la présence du jet est encore nettement visible. On constate sur ces trois plans de mesure que le jet reste confiné près de la paroi de l'aile. Si l'on compare cette position à celle du tourbillon principal, et notamment à son l'axe, on constate que le jet en est relativement éloigné. Ceci implique que ce n'est pas l'axe du tourbillon qui est manipulé, mais l'ensemble du système tourbillonnaire en rotation, ce qui peut diminuer sensiblement l'efficacité du contrôle. Sur le dernier plan à $X/c = 0.53$, le jet n'est pratiquement plus visible. Prés de la paroi, une zone de survitesse de 5m/s est mise en évidence. Donc, l'influence du jet est limitée à la région près de l'apex de l'aile.

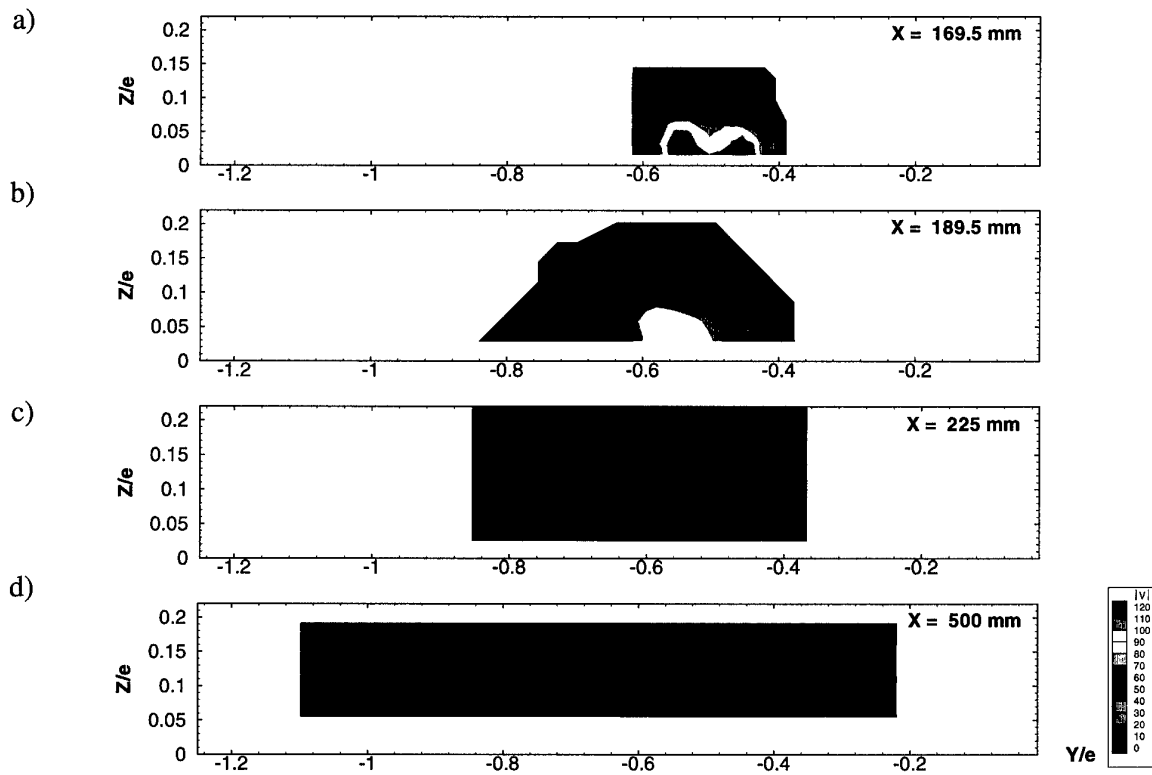


Fig. 6.15 : Iso-valeurs du module de la vitesse dans le jet de soufflage, sans écoulement extérieur. $X/c = 0,18$. (b) $X/c = 0,2$. (c) $X/c = 0,24$. (d) $X/c = 0,53$. Soufflerie F2.

6.5.2. Influence du soufflage

Les différents cas de débits de soufflage étudiés ont pour but de rechercher les influences de ce type de contrôle sur l'écoulement et ainsi de déterminer le niveau de contrôle optimal. Dans un premier temps, l'indépendance des deux tourbillons se développant sur l'aile a été vérifiée en manipulant le tourbillon se développant sur la partie droite (débit de soufflage $Q_m = 1,8g/s$) et en laissant libre le tourbillon gauche. La partie gauche de l'aile a été sondée suivant un plan longitudinal passant par l'axe du tourbillon. La position du point d'éclatement se situe à la même position que pour le plan étudié en configuration nominale. La comparaison des profils de la vitesse (\bar{U}/U_∞ , \bar{V}/U_∞ , \bar{W}/U_∞) en 5 stations situées à $X/c = 0,53, 0,63, 0,65, 0,74$ et $0,84$ (correspondant à $X = 500, 600, 620, 700$ et $800mm$) présentée sur la figure 6.16 montre une parfaite superposition des résultats, ce qui confirme l'indépendance des tourbillons droite et gauche. On vérifie ainsi à nouveau que le soufflage sur un tourbillon n'influence pas l'autre.

Au début des campagnes d'essais, nous ignorions que les deux tourbillons étaient découplés et que le soufflage sur l'un n'influait pas l'autre. C'est pourquoi, lors de l'élaboration des campagnes d'essais, il a été décidé de souffler des deux côtés de l'aile, tantôt avec un soufflage symétrique, tantôt de manière dissymétrique (avec des débits différents de chaque côté). Trois débits ont été testés $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$.

De ce fait, les courbes présentées dans la suite font état des soufflages des deux côtés de l'aile, alors que les résultats traiteront uniquement de l'influence du soufflage sur le côté gauche qui correspond au côté sondé par la vélocimétrie laser.

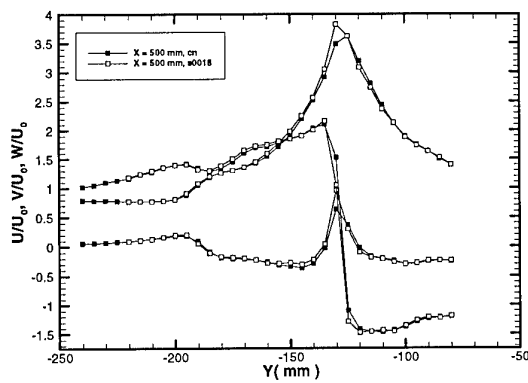
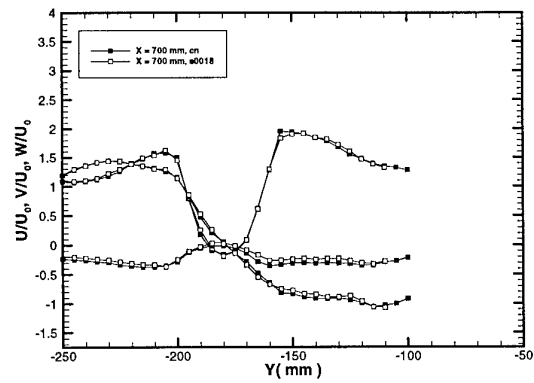
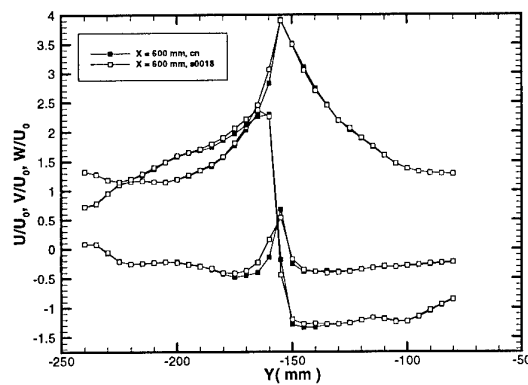
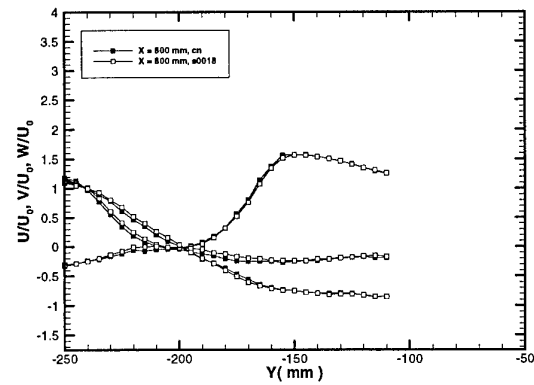
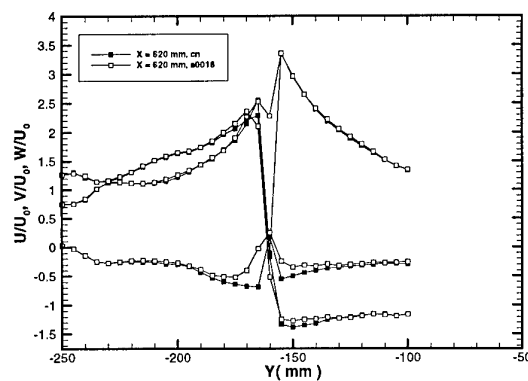
a) $X/c = 0,53$ d) $X/c = 0,74$ b) $X/c = 0,63$ e) $X/c = 0,84$ c) $X/c = 0,65$ 

Fig. 6.16 : Comparaison des profils des composantes moyennes de la vitesse. Configuration nominale (cn) et configuration avec contrôle dissymétrique côté droit de débit $Q_m = 1,8g/s$ (s0018) pour $\alpha = 27^\circ$ et $U_\infty = 24m/s$. Soufflerie F2.

Dans les légendes des figures concernant cette partie de l'étude, nous avons adopté une présentation homogène. Les résultats du cas nominal sont repérés par les lettres "cn"; les débits de soufflage sont

indiqués par un code constitué d'un "s" suivi par 4 chiffres. Les deux premiers représentent le débit de soufflage sur le côté gauche et les deux derniers le débit côté droit (ex : S1422 correspond aux débits de soufflage dissymétrique à 1,4g/s sur le côté gauche et 2,2g/s sur le côté droit).

La figure 6.17 présente la position de l'axe du tourbillon relevée à partir des plans perpendiculaires dans le cas nominal et pour la configuration de soufflage symétrique, un débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse. Cette figure montre l'absence de différences notables, le soufflage n'influençant pas la position spatiale du tourbillon.

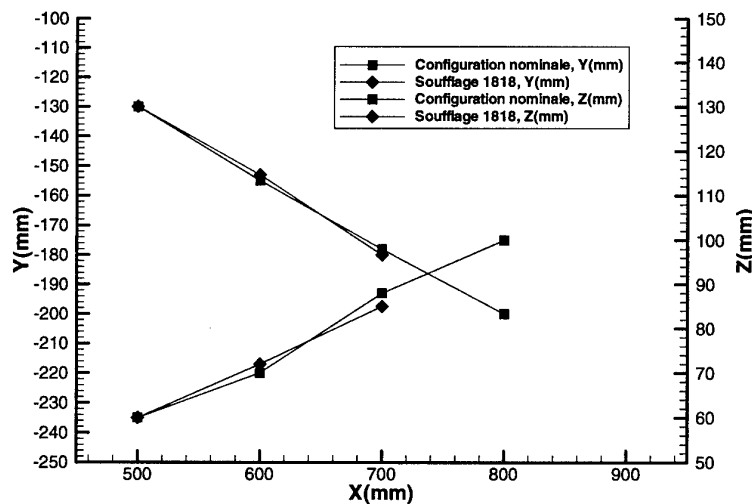


Fig. 6.17 : Position de l'axe du tourbillon. Cas nominal et configuration avec contrôle symétrique de débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ sortant de chaque buse. Essais à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

Les figures 6.18 à 6.20 montrent 3 plans perpendiculaires à l'aile, situés à $X/c = 0,53, 0,63$ et $0,74$ ($X = 500, 600$ et 700mm). Ces sondages permettent de définir la position de l'axe du tourbillon et ils montrent les effets du soufflage. Les grandeurs représentées sont : la composante axiale de la vitesse moyenne, l'énergie cinétique de fluctuation et la composante axiale du rotationnel pour une configuration de soufflage symétrique (s1818).

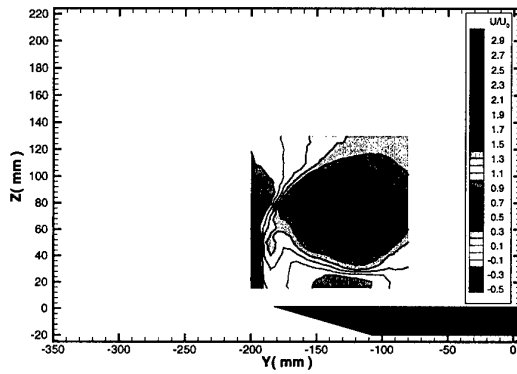
Pour les plans à $X/c = 0,53$ et $0,63$ ($X = 500$ et 600mm), les tracés des iso-grandeurs ne mettent pas en évidence de différences significatives (voir Figs. 6.18(a, d, b, e) et 6.19(a, b)). En amont de l'éclatement, le tourbillon présente les mêmes caractéristiques que dans la configuration nominale (voir Fig. 5.30). En revanche, à $X/c = 0,74$, on note une modification importante des résultats (voir Figs. 6.18(c, f) et 6.19c). En effet, dans la configuration nominale le tourbillon était fortement éclaté (zone de recirculation importante), alors qu'avec soufflage l'éclatement est repoussé en aval jusqu'à l'abscisse $X = 700\text{mm}$. Ces derniers plans présentent des caractéristiques identiques à celles du plan $X/c = 0,63$ ($X = 600\text{mm}$) de la configuration nominale, excepté pour le diamètre du cœur du tourbillon qui est dans ce cas plus important. La composante \bar{U} est près de 3,8 fois supérieure à la vitesse amont, ce qui correspond à un profil axial de type jet. Les composantes transversales et normales suivent des tendances similaires. Les gradients verticaux et horizontaux, correspondant à chaque composante, sont très intenses (voir Figs. 6.18f et 6.19c), indiquant une forte rotation du système tourbillonnaire et un tourbillon non-éclaté. On n'observe plus la dilatation du cœur du tourbillon à $X = 700\text{mm}$ qui se manifeste dans le cas nominal par un écartement des lignes iso-valeurs.

L'évolution de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_∞^2) adimensionnée est présentée sur la figure 6.19 (d, e, f). Les tracés reproduisent l'enroulement de la nappe de cisaillement autour du tourbillon, comme pour le cas nominal. Les différences entre ces résultats et ceux du cas nominal sont similaires à celles affectant la vitesse moyenne. Pour les plans à $X = 500$ et 600mm , il n'y a pas de différences observables dans les iso-valeurs de k/U_∞^2 . En revanche, sur la figure 6.19f, on n'observe plus les forts niveaux de k/U_∞^2 existant dans le cœur du tourbillon éclaté de la figure 5.44.

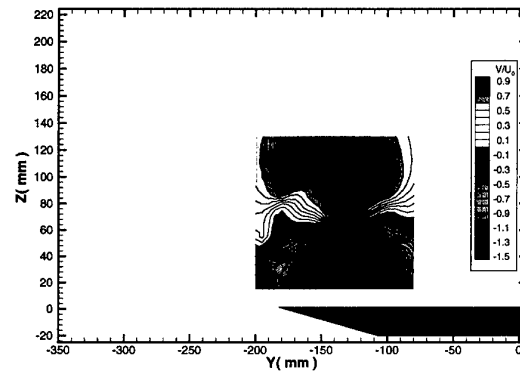
Les iso-lignes de vitesse moyenne et d'énergie cinétique de fluctuation indiquent un déplacement de la position de l'éclatement en aval sous l'influence du soufflage. A une abscisse où il y a un éclatement pour le cas nominal ($X/c = 0,74$), les évolutions de ces grandeurs avec soufflage sont simplement la continuation de l'écoulement tourbillonnaire non-éclaté. Seul une analyse fine des profils peut donner des informations sur les modifications de l'écoulement.

La figure 6.20 montre la composante axiale normalisée du rotationnel ($\Omega_x c/U_\infty$) dans les trois plans perpendiculaires à l'extrados avec un soufflage à $Q_m = 1,8g/s$ (s1818). Ces résultats mettent en évidence les zones à fort taux de rotation; ils sont comparables à ceux présentés sur la figure 5.39 pour le cas nominal. Au niveau du plan à $X/c = 0,74$, la région de diminution de la composante axiale du rotationnel observée sans contrôle n'existe plus. La position de l'éclatement étant déplacée en aval par le soufflage, les niveaux de $\Omega_x c/U_\infty$ sont les mêmes que ceux en amont de l'éclatement. On remarque également que les sous-structures déjà évoquées (voir §5.6.5) ont la même forme sous l'influence de soufflage. En fait, il semble que le soufflage n'ait aucune influence sur ces sous-structures, leurs positions autour du tourbillon principal étant identiques à celles de cas nominal.

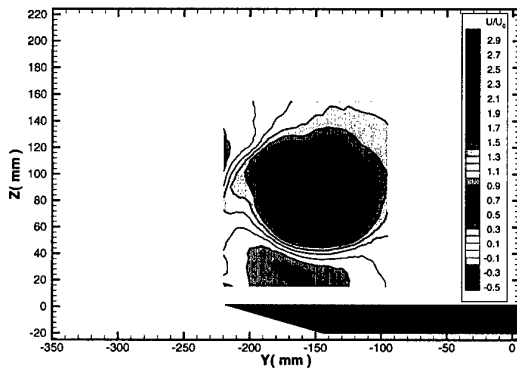
a) $\bar{U}/U_\infty, X/c = 0,53$



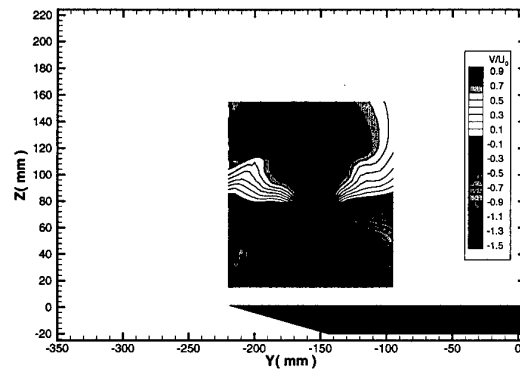
d) $\bar{V}/U_\infty, X/c = 0,53$



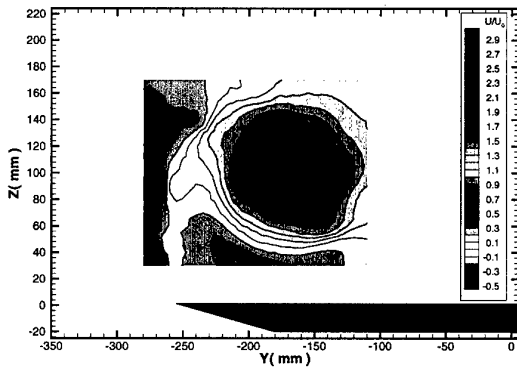
b) $\bar{U}/U_\infty, X/c = 0,63$



e) $\bar{V}/U_\infty, X/c = 0,63$



c) $\bar{U}/U_\infty, X/c = 0,74$



f) $\bar{V}/U_\infty, X/c = 0,74$

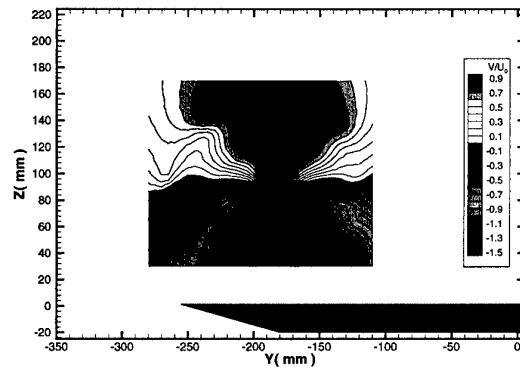
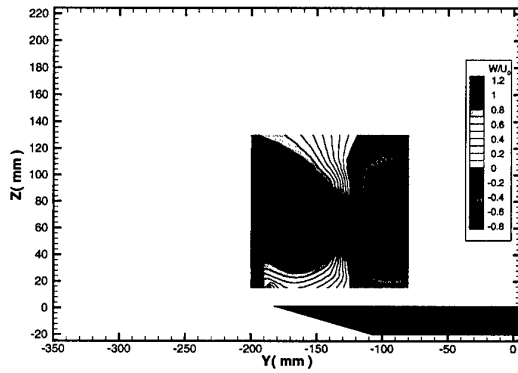
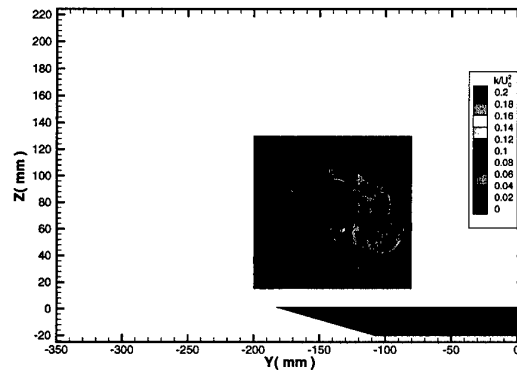


Fig. 6.18 : Evolution des composantes axiale (a, b, c) et tangentielle (d, e, f) de la vitesse moyenne. Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ (s1818) à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

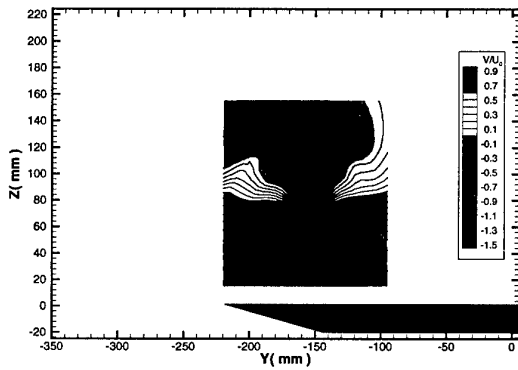
a) $\overline{W}/U_\infty, X/c = 0,53$



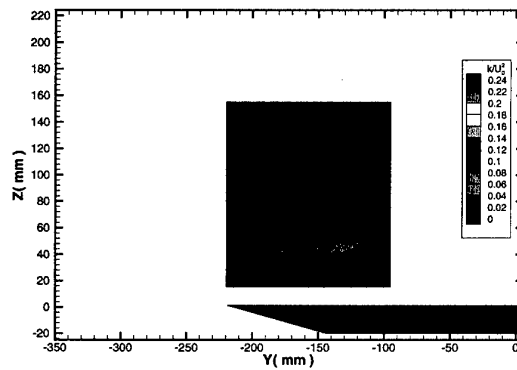
d) $k/U_\infty^2, X/c = 0,53$



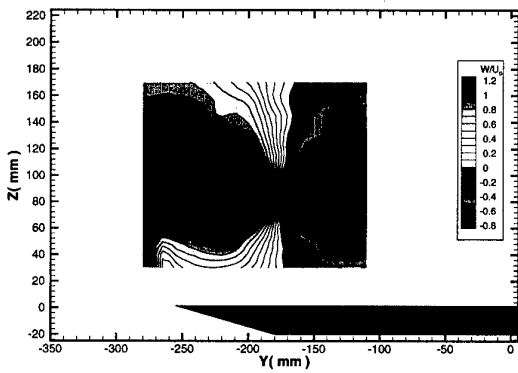
b) $\overline{W}/U_\infty, X/c = 0,63$



e) $k/U_\infty^2, X/c = 0,63$



c) $\overline{W}/U_\infty, X/c = 0,74$



f) $k/U_\infty^2, X/c = 0,74$

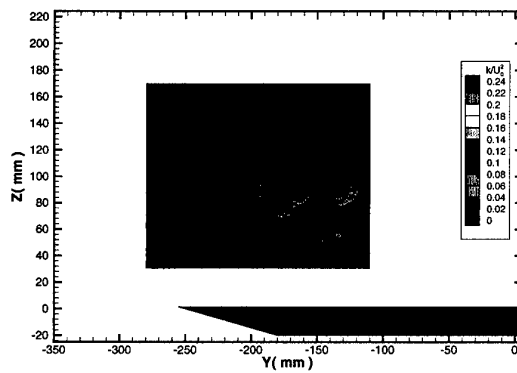
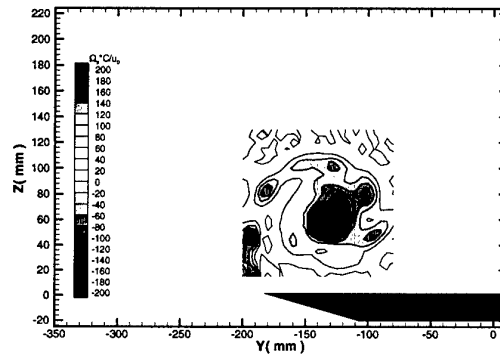
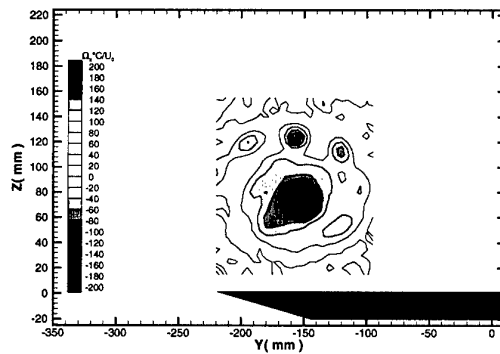


Fig. 6.19 : Evolution de la composante normale de la vitesse (a, b, c) et de l'énergie cinétique de fluctuation (d, e, f). Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8\text{g/s}$ (s1818) à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

a) $\Omega_x c/U_\infty, X/c = 0,53$



b) $\Omega_x c/U_\infty, X/c = 0,63$



c) $\Omega_x c/U_\infty, X/c = 0,74$

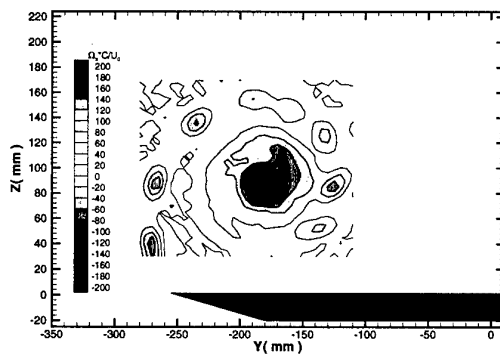


Fig. 6.20 : Evolution de la composante axiale du rotationnel (a, b, c). Configuration avec soufflage de débit $Q_m = 1,8g/s$ (s1818) à $U_\infty = 24m/s$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

La figure 6.21 présente une comparaison, entre le cas nominal (voir Fig. 5.39) et le cas avec soufflage (s1818, voir Fig. 6.20), de l'évolution du rotationnel axial suivant l'abscisse curviligne s pour chacun des 3 plans perpendiculaires. L'abscisse s est comptée selon une ligne passant par les centres des sous-structures et ayant son origine au bord d'attaque. On constate sur cette figure une

parfaite superposition des résultats, aussi bien en amplitude qu'en position. Ceci indique que le contrôle par soufflage à l'apex dans la direction du tourbillon influence la partie centrale de celui-ci, en déplacement l'éclatement vers l'aval, mais n'a aucun effet sur les sous-structures qui s'échappent du bord d'attaque.

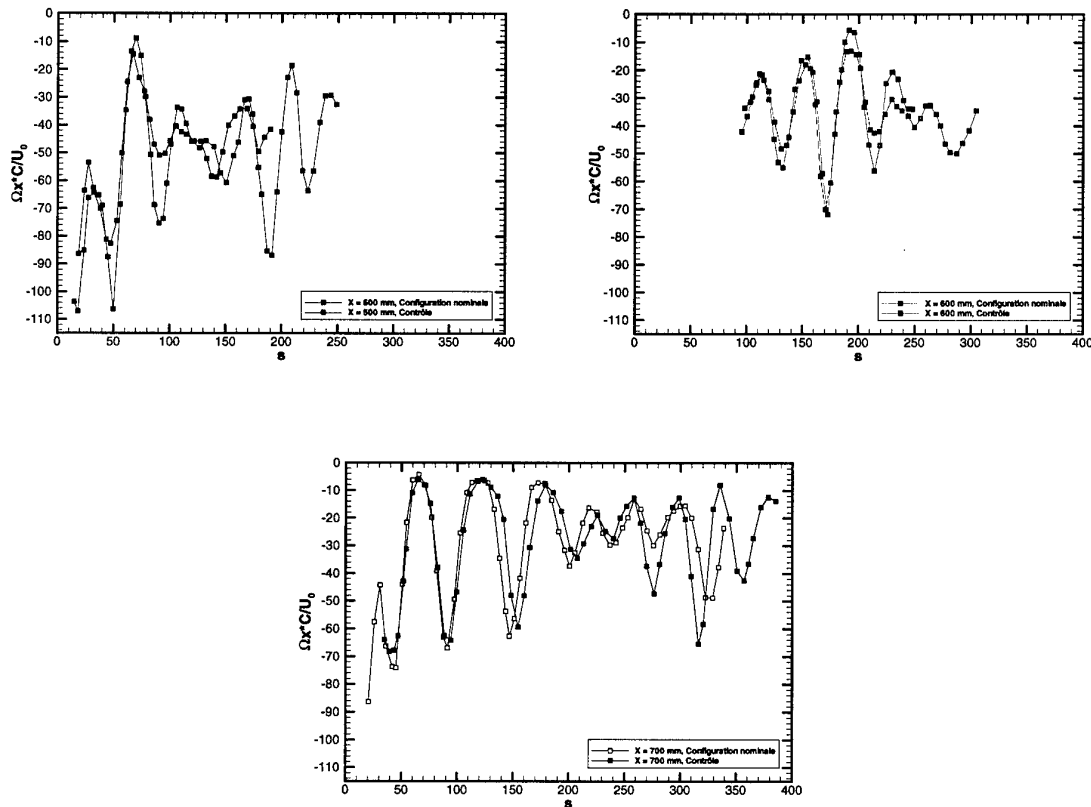


Fig. 6.21 : Positions des sous-structures autour du tourbillon à même X avec et sans soufflage.

Cette fixité des sous-structures dans l'espace est confirmée par la figure 6.22 qui présente une comparaison de l'évolution du rotationnel suivant l'abscisse s pour deux plans situés à une même distance ΔX en amont de l'éclatement, pour le cas nominal et le cas avec contrôle. D'après ces résultats, on constate que la position et l'intensité des sous-structures sont différentes. Les caractéristiques des sous-structures ne sont donc pas liées à leur position par rapport à l'éclatement et sont indépendantes d'une action de contrôle qui déplace le cœur du tourbillon.

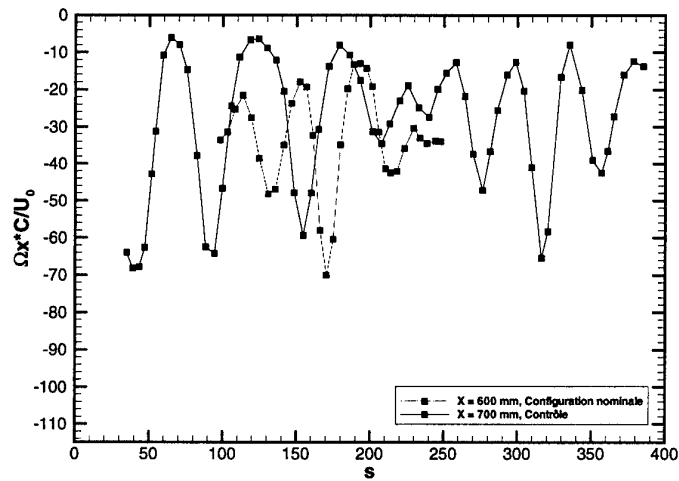
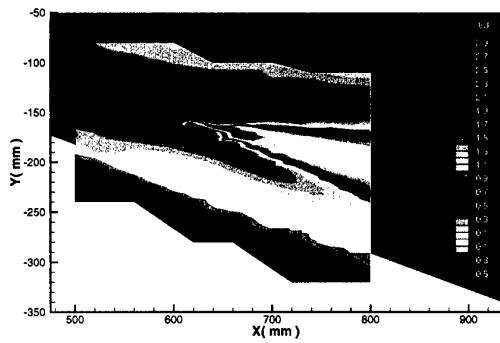


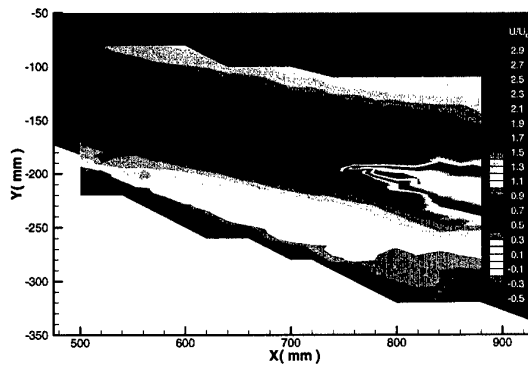
Fig. 6.22 : Positions des sous-structures autour du tourbillon pour une même distance ΔX en amont du point d'éclatement.

Les trois figures suivantes (voir Figs. 6.23 à 6.25) présentent une comparaison sur les iso-valeurs de la composante axiale de vitesse, de la composante normale du rotationnel et de l'énergie cinétique de fluctuation pour les 3 débits étudiés ($Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2g/s$). On constate, en confirmation des visualisations par tomoscopie laser, que plus le débit de soufflage est important, plus l'effet sur le tourbillon est marqué. La position de l'éclatement est respectivement située à $X = 685$ et 740 mm pour $Q_m = 1,4$ et $1,8$ g/s , un débit $Q_m = 2,2g/s$ faisant disparaître l'éclatement au-delà du bord de fuite de l'aile. Toutefois, d'après ces tracés, on ne remarque pas de modifications particulières de l'écoulement, hormis la région éclatée. Pour une analyse plus fine des particularités de l'écoulement et de l'effet du contrôle, il est préférable de s'intéresser aux profils en chacune des sections.

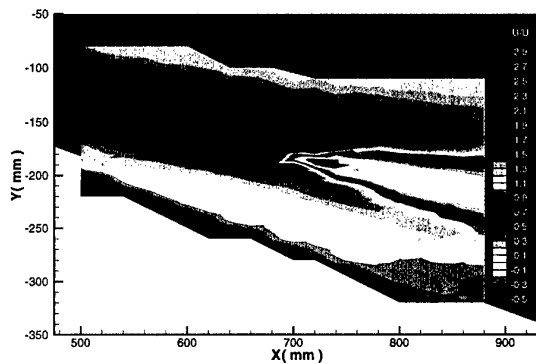
a) Cas nominal



c) $Q_m = 1,8\text{g/s}$



b) $Q_m = 1,4\text{g/s}$



d) $Q_m = 2,2\text{g/s}$

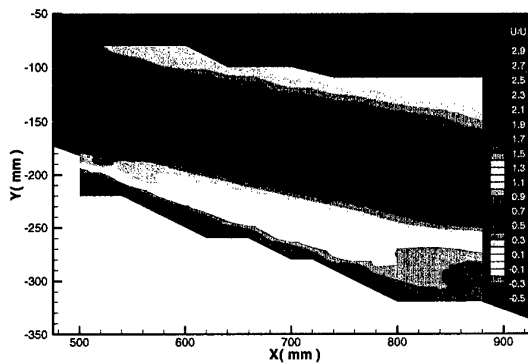
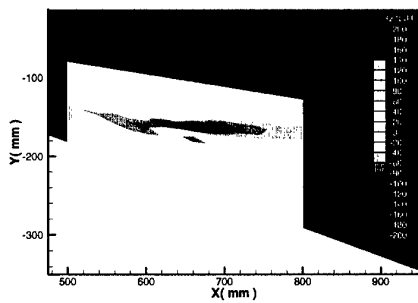
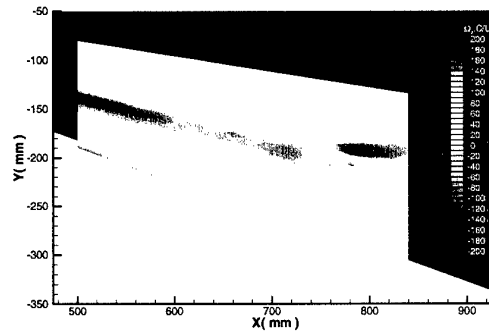


Fig. 6.23 : Evolution de la composante axiale de vitesse en vue longitudinale. Contrôle avec des débits de soufflage $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

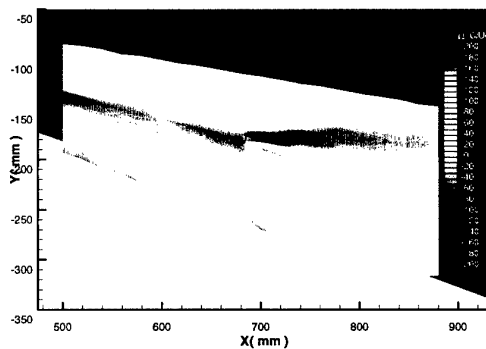
a) Cas nominal



c) $Q_m = 1,8\text{g/s}$



b) $Q_m = 1,4\text{g/s}$



d) $Q_m = 2,2\text{g/s}$

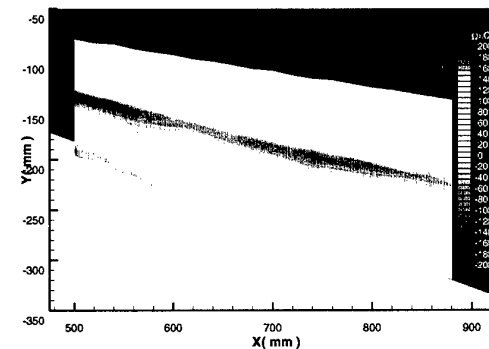


Fig. 6.24 : Evolution de la composante normale du rotationnel en vue longitudinale. Contrôle avec les débits de soufflage : $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

a) Cas nominal

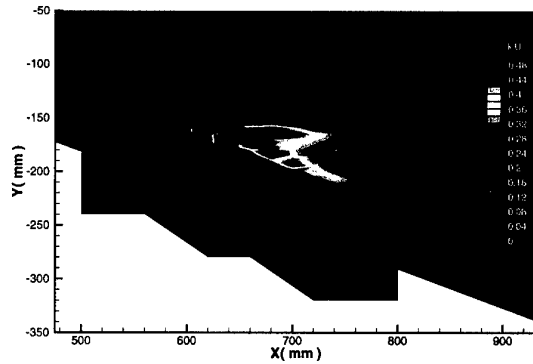
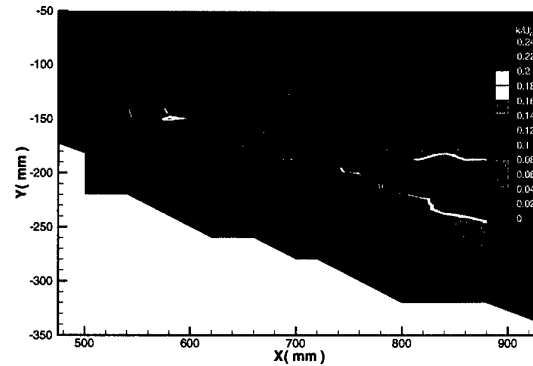
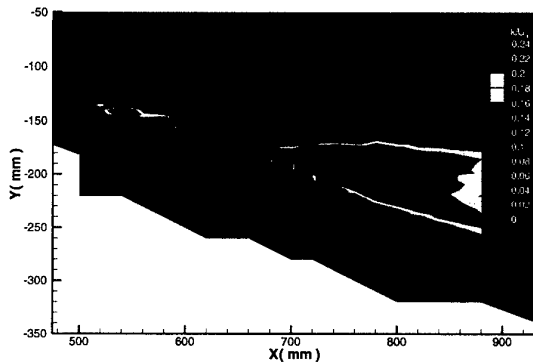
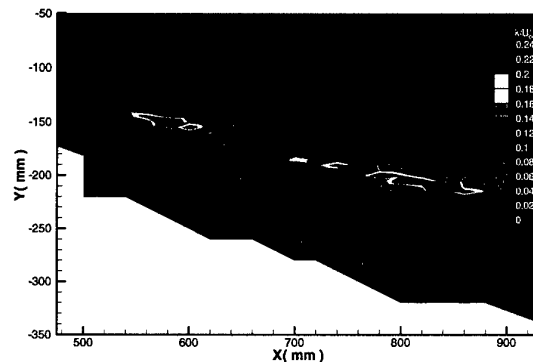
c) $Q_m = 1,8\text{g/s}$ b) $Q_m = 1,4\text{g/s}$ d) $Q_m = 2,2\text{g/s}$ 

Fig. 6.25 : Evolution de l'énergie cinétique de fluctuation k/U_∞^2 en vue longitudinale. Contrôle avec les débits de soufflage : $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

Il est intéressant d'analyser l'effet du soufflage et de la combinaison jet-tourbillon, en effectuant une comparaison des profils des grandeurs moyennes et turbulentes aux même abscisses, dans les configurations nominale et avec soufflage, en amont de l'éclatement, c'est à dire pour les stations X/c comprises entre 0,53 et 0,63. Les figures 6.26 à 6.29 présentent la comparaison des vitesses moyennes (\bar{U}/U_∞ et \bar{W}/U_∞), de l'angle de swirl (Φ), et de l'énergie cinétique de fluctuation (k/U_∞^2) pour les six stations.

Pour la vitesse moyenne axiale, l'effet du soufflage se manifeste par une faible augmentation de niveau au cœur du tourbillon (voir Fig. 6.26). Pour les stations $X/c = 0,61$ et $0,63$ ($X = 580$ et 600mm), cette différence tend à se réduire. Toutefois, il est nécessaire de tenir compte des points du

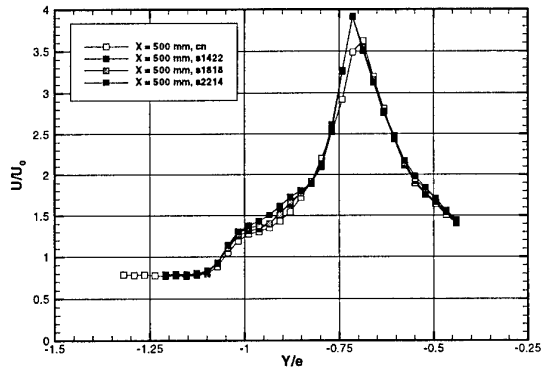
maillage du sondage. En effet, cette région étant très sensible, la mesure peut être effectuée légèrement à côté de l'axe tourbillonnaire et ainsi ne pas donner la vitesse à cet endroit. Par ailleurs, une diminution de la vitesse dans la zone Euler en configuration nominale est mise en évidence.

En ce qui concerne la composante tangentielle de la vitesse (vitesse azimutale), on constate que le soufflage se manifeste sur la partie extérieure de l'écoulement, située entre le bord d'attaque de la maquette ($Y/e = -1$) et l'axe du tourbillon principal ($Y/e = -0,72$), par une augmentation de cette composante (voir Fig. 6.27). Sur la partie vers l'intérieur de l'aile, les caractéristiques sont semblables. Cependant, pour les deux derniers profils, il se produit une inversion de cette tendance. Ainsi, dans la partie extérieure de l'aile, on note une diminution de la vitesse et sur la partie intérieure une augmentation. L'effet du soufflage sur la composante tangentielle semble se déplacer avec l'évolution longitudinale du tourbillon. On pouvait s'attendre à un accroissement symétrique de la composante tangentielle du fait que l'énergie apportée par le jet, qui se situe sous le tourbillon principal, est globalement entraînée par celui-ci.

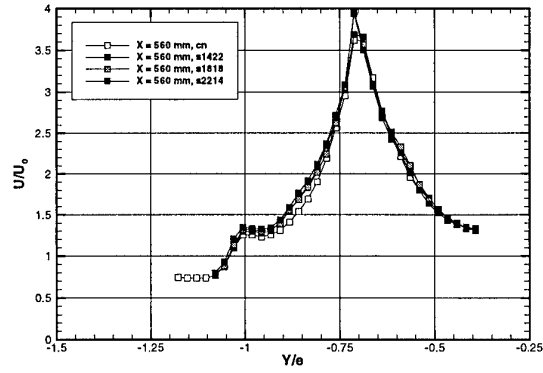
Afin de montrer l'importance de ces deux composantes de vitesse sur les propriétés de l'écoulement en amont de l'éclatement, ainsi que pour synthétiser les résultats, on a tracé sur la figure 6.28 l'angle d'hélice $\Phi = \text{Arctg}(W/U)$. L'examen des profils de Φ montre une très bonne superposition des résultats relatifs au contrôle (voir Fig. 6.28). Les principales modifications des répartitions de Φ se situent dans la zone Euler, sur la partie extérieure de l'aile, où l'on remarque une croissance de Φ jusqu'à une valeur de 54° . Sur les autres parties du tourbillon, les changements ne sont pas significatifs. Comme déjà dit, la valeur de l'angle de swirl critique correspondant à l'apparition de

l'éclatement est estimée par les expérimentateurs comme se situant dans la plage 45° - 54° (voir §5.6.3).

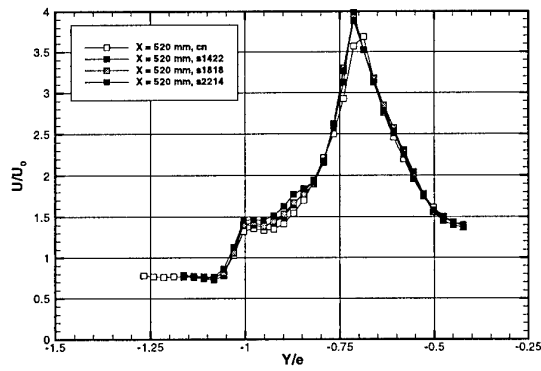
a) $X/c = 0,53$



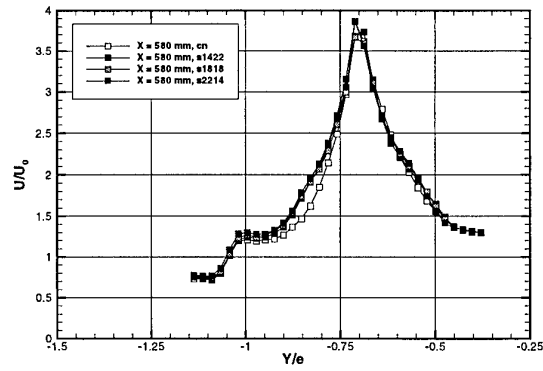
d) $X/c = 0,59$



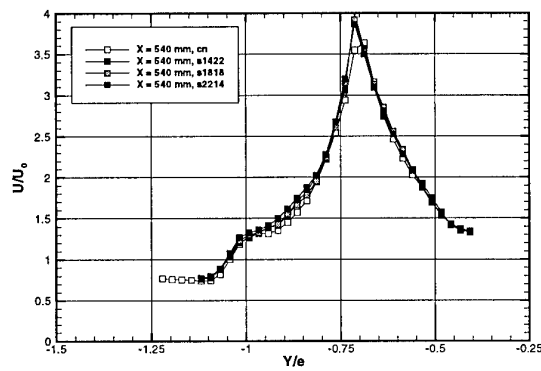
b) $X/c = 0,55$



e) $X/c = 0,61$



c) $X/c = 0,57$



f) $X/c = 0,63$

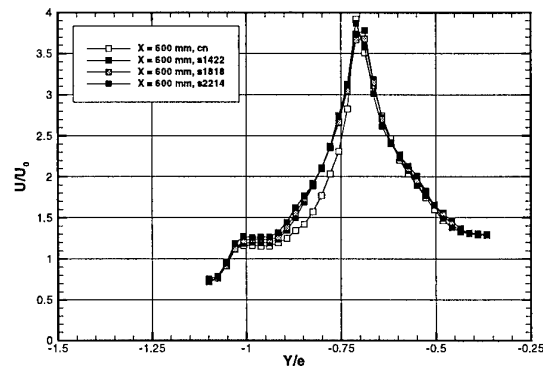
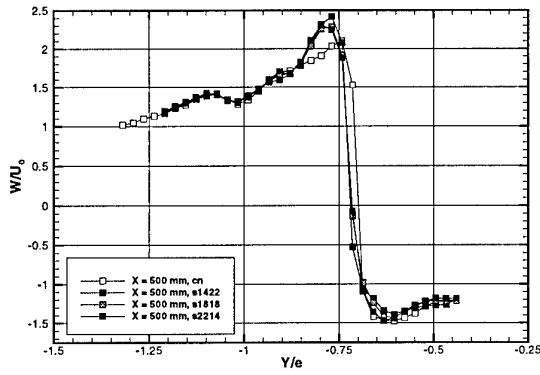
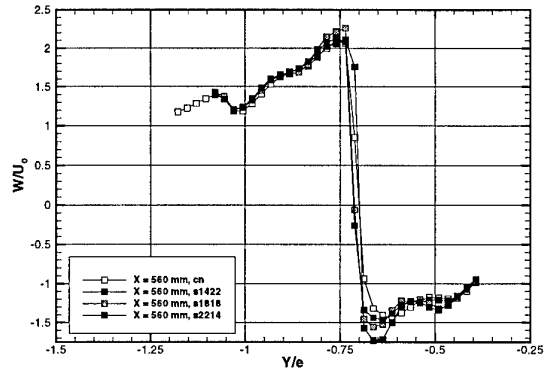


Fig. 6.26 : Profils de la composante axiale de vitesse pour 4 configurations: cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2$ g/s à $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

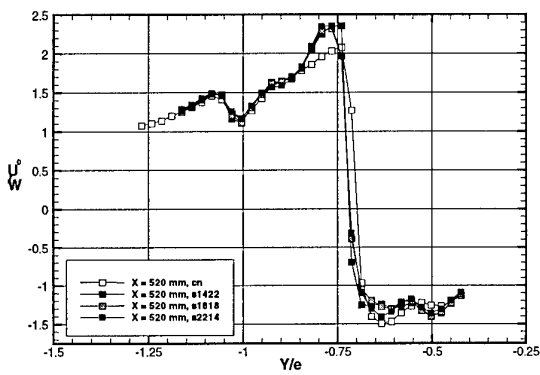
a) $X/c = 0,53$



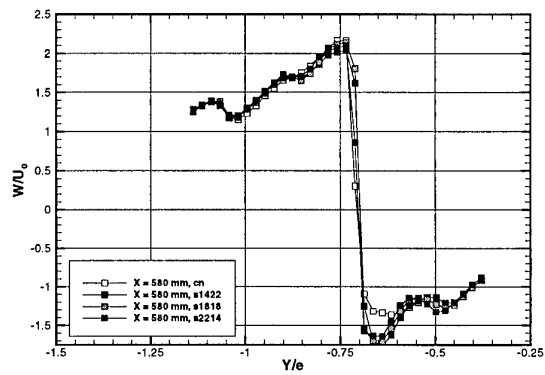
d) $X/c = 0,59$



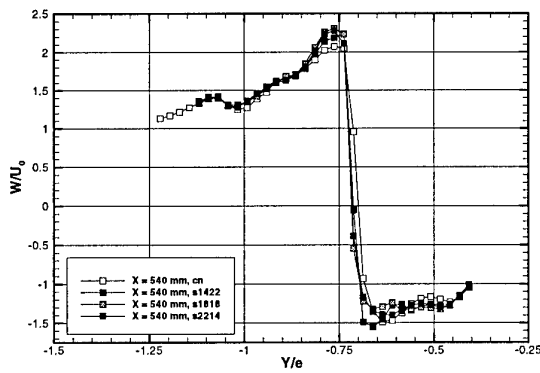
b) $X/c = 0,55$



e) $X/c = 0,61$



c) $X/c = 0,57$



f) $X/c = 0,63$

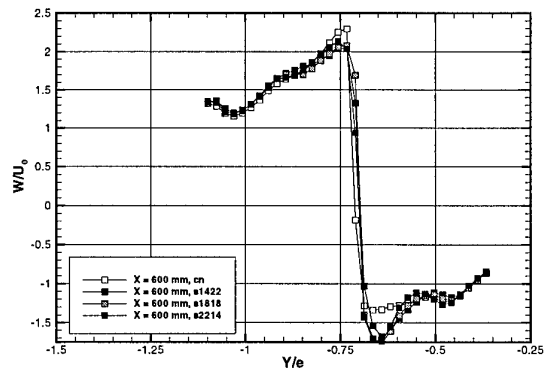


Fig. 6.27 : Profils de la composante tangentielle de vitesse pour 4 configurations : cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2\text{g/s}$ à $U_\infty = 24\text{m/s}$ et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

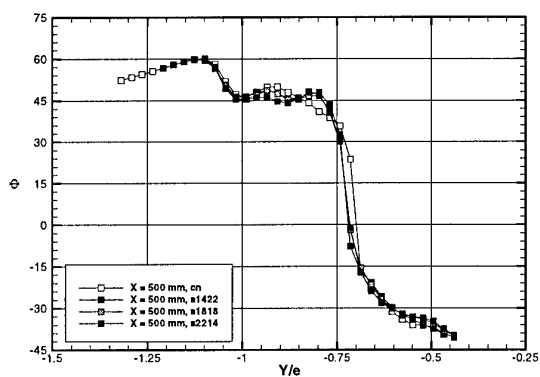
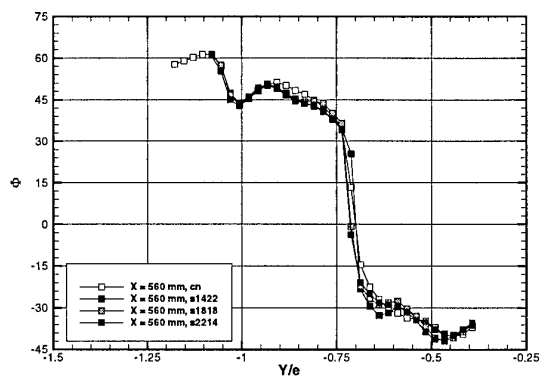
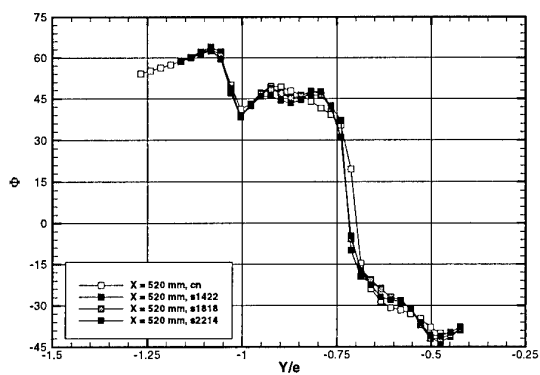
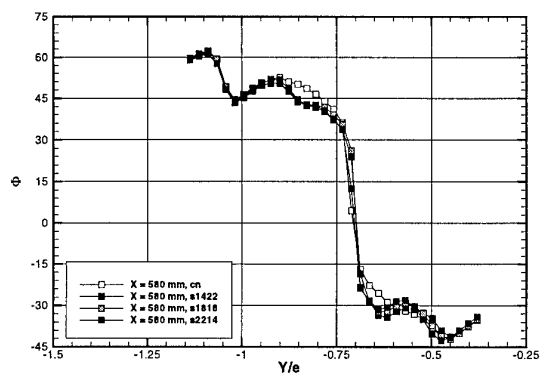
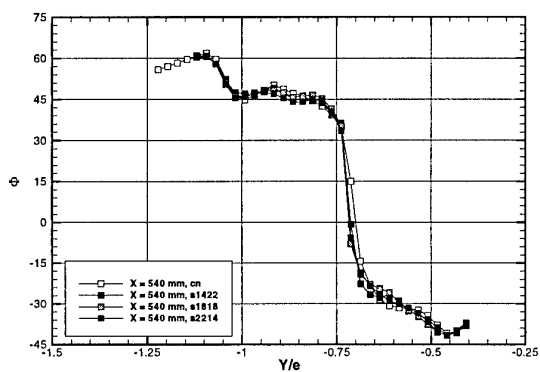
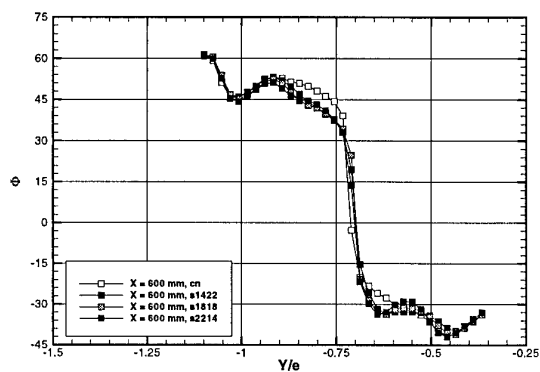
a) $X/c = 0,53$ d) $X/c = 0,59$ b) $X/c = 0,55$ e) $X/c = 0,61$ c) $X/c = 0,57$ f) $X/c = 0,63$ 

Fig. 6.28 : Profils de l'angle d'hélice (angle de swirl) Φ à pour 4 configurations: cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2$ g/s à $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

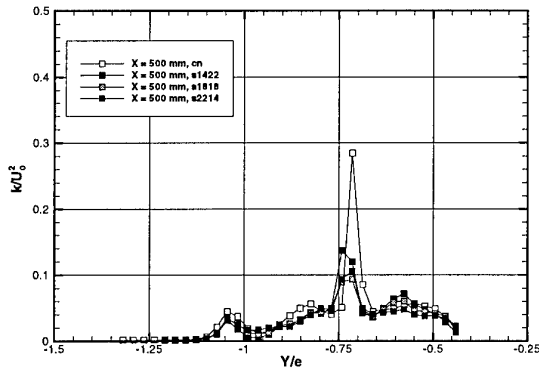
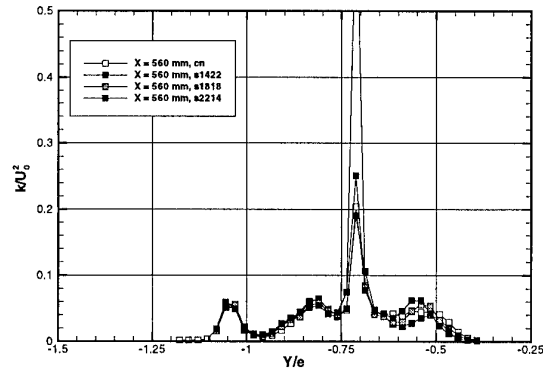
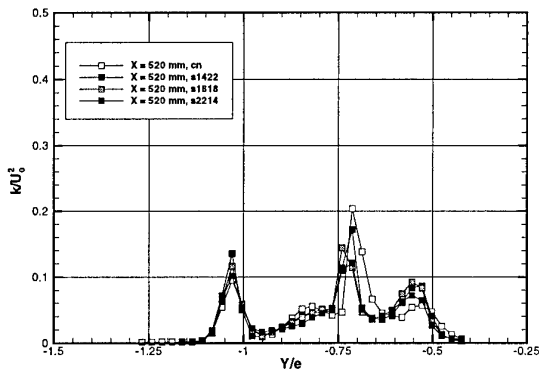
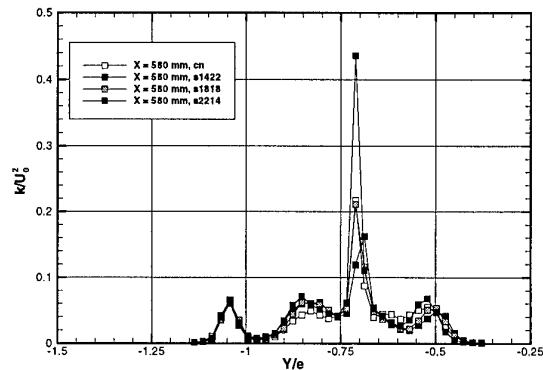
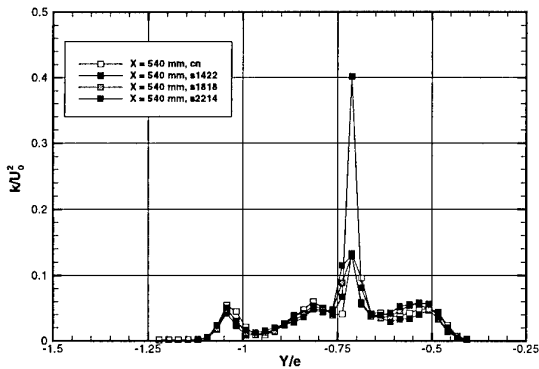
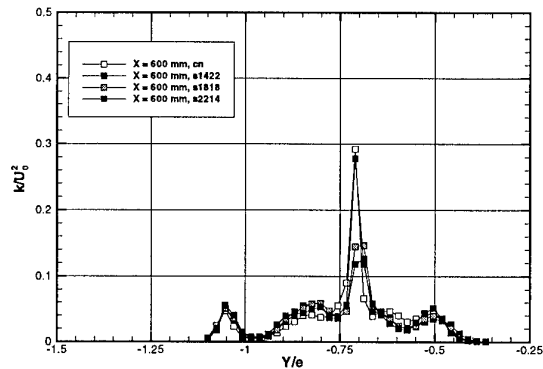
a) $X/c = 0,53$ d) $X/c = 0,59$ b) $X/c = 0,55$ e) $X/c = 0,61$ c) $X/c = 0,57$ f) $X/c = 0,63$ 

Fig. 6.29 : Profils de l'énergie cinétique de fluctuation k/U_∞^2 pour 4 configurations : cas nominal et soufflage de débits $Q_m = 1,4, 1,8$ et $2,2$ g/s à $U_\infty = 24$ m/s et $\alpha = 27^\circ$. Soufflerie F2.

Enfin, l'énergie cinétique de fluctuation est représentée sur la figure 6.29. Excepté sur l'axe du tourbillon où l'on note des variations importantes, on ne constate pas de modifications de cette quantité dans les zones précédemment étudiées.

6.6. Discussion

Il est instructif de comparer les profils des composantes de la vitesse et de l'énergie cinétique de fluctuation à une même distance ΔX en amont de l'éclatement. L'examen de ces résultats montre l'apparition de l'éclatement pour $X/c = 0,63$ ($X = 615\text{mm}$) dans la configuration nominale, $X/c = 0,72$ ($X = 685\text{mm}$) dans le cas de soufflage avec $Q_m = 1,4\text{g/s}$ et $X/c = 0,78$ ($X = 740\text{mm}$) dans le cas $Q_m = 1,8\text{g/s}$. La configuration pour $Q_m = 2,2\text{g/s}$ n'a pas représentée puisque l'éclatement se situe alors au-delà du bord de fuite de l'aile. Ces grandeurs sont représentées sur la figure 6.30. Pour ce genre de comparaison, il est nécessaire de tenir compte des modifications du gradient de pression extérieure qui peuvent influencer l'écoulement. D'après cette figure, on constate une très bonne superposition des résultats, aussi bien en ce qui concerne la vitesse axiale que la vitesse tangentielle. Pour ce qui est de l'énergie cinétique de fluctuation, la comparaison ne montre pas de différences significatives.

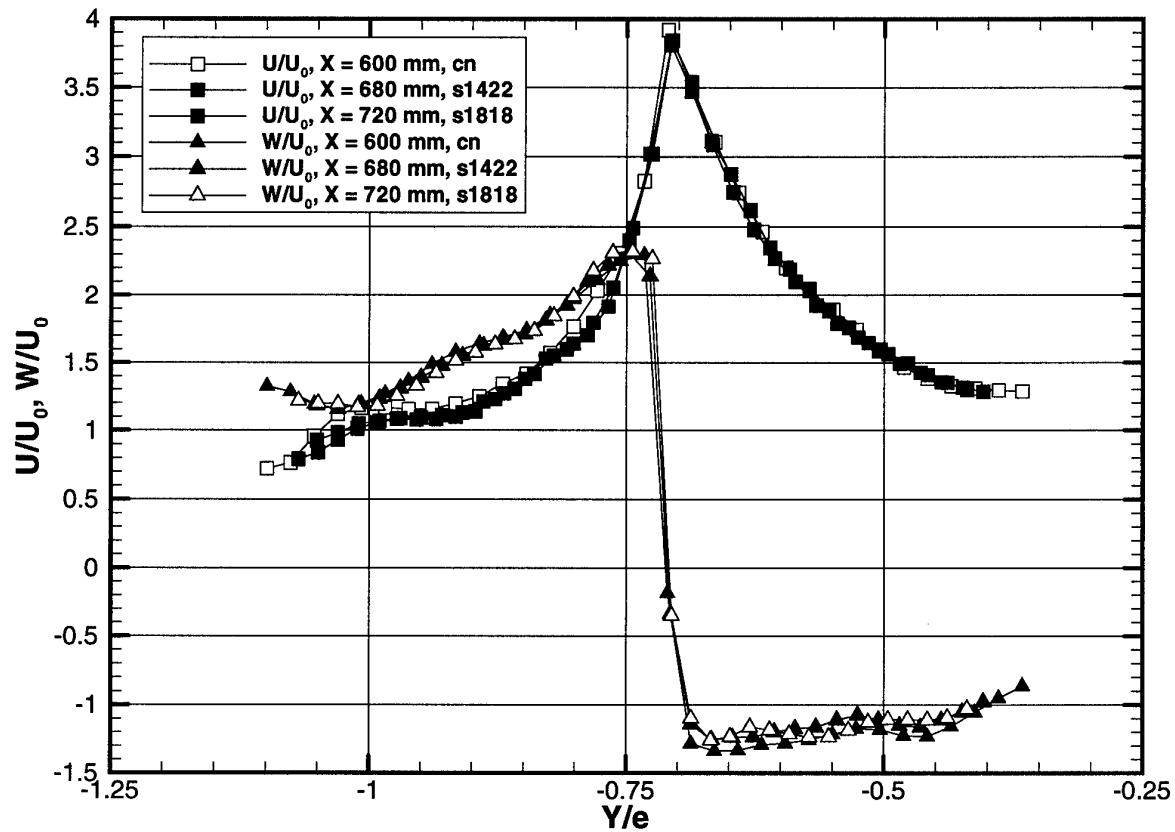


Fig. 6.30: Comparaison des profils de vitesse à une certaine distance Δx en amont de l'éclatement.

D'après ces résultats, et compte tenu des caractéristiques du jet, l'apport d'énergie par le jet de soufflage n'est pas concentré au cœur du tourbillon, mais se répartit dans tout le système en rotation. Son effet est de déplacer l'ensemble des phénomènes vers l'aval, les structures du tourbillon n'étant pas modifiées, mais décalées.

7. CONCLUSIONS GÉNÉRALES

La bonne compréhension et la maîtrise des écoulements tourbillonnaires et du phénomène d'éclatement sont deux éléments essentiels de l'aérodynamique moderne car le comportement des tourbillons impose des limites physiques aux régimes du vol des avions de combat et des missiles devant évoluer à des incidences élevées. Ainsi, pour les avions de combat, l'éclatement tourbillonnaire entraîne des pertes de portance, génère des moments et des instabilités de vol.

Il s'avère en particulier important de bien comprendre les propriétés physiques de l'éclatement tourbillonnaire afin de parvenir à contrôler le phénomène. C'était le premier objectif des recherches expérimentales ayant fait l'objet de cette thèse. Le deuxième objectif a été de mettre en évidence les paramètres pouvant être utilisés dans un système de contrôle en boucle fermée destiné à manipuler l'éclatement. Ce travail a enfin permis d'expliquer les effets sur la position d'éclatement d'un contrôle par soufflage continu dans la direction de l'axe du tourbillon.

Les essais en soufflerie ont été exécutés sur deux maquettes d'ailes delta ayant des caractéristiques géométriques identiques. Elles sont chacune constituées d'une plaque plane avec bords d'attaque aigus et biseautés à 15° côté intrados. L'angle de flèche est de 70° et la corde de 950mm, d'où une envergure de 692mm au bord de fuite. Les essais ont été effectués pour une gamme de vitesse amont allant de 15m/s à 75m/s et des angles d'incidences variant entre 20° et 40° dans les souffleries S2Ch et F2 de l'Onera. Deux dispositifs de soufflage ont été installés près de l'apex de l'aile pour réaliser un contrôle par soufflage dans la direction de l'axe de chaque tourbillon. Des

débites de soufflage compris entre 0,8g/s et 3,7g/s (C_{μ} de 0,003 à 0,03) ont été mis en œuvre pour contrôler la position de l'éclatement de manière symétrique et dissymétrique.

L'étude de l'écoulement tourbillonnaire et de l'éclatement a été réalisée grâce à plusieurs techniques d'investigation, telles que les visualisations pariétales, la tomoscopie laser, les capteurs de pression stationnaire et instationnaire et la vélocimétrie laser tridirectionnelle. L'utilisation intensive de la tomoscopie a permis de déterminer les oscillations temporelles à basses fréquences du point d'éclatement. Les mesures par vélocimétrie laser ont porté sur la région de l'écoulement située de part et d'autre de l'éclatement. Le champ aérodynamique tridimensionnel a été défini par un grand nombre de points de mesure pour plusieurs configurations typiques, avec et sans contrôle. En chaque point de sondage, le vecteur vitesse moyen et le tenseur de Reynolds ont été déterminés.

L'analyse détaillée de la configuration nominale, sans contrôle, a mis en évidence l'existence de sous-structures caractéristiques, où la rotationnel se concentre, dans la nappe de cisaillement qui s'enroule pour constituer le tourbillon principal. Ces résultats confirment et approfondissent les résultats déjà connus sur le sujet et laissent supposer que ces sous-structures peuvent avoir un rôle essentiel dans l'évolution et l'éclatement du tourbillon et, par-là même, sur son contrôle.

Un second aspect des essais sur la configuration nominale a été l'étude des paramètres principaux pouvant servir à la réalisation d'un dispositif de contrôle de l'éclatement fonctionnant en boucle fermée. Les contraintes de fiabilité et d'avionabilité imposées par les constructeurs conduisent à envisager la pression pariétale comme un paramètre commode pour fournir un signal indicatif de la position de l'éclatement (signal de "feedback") dans un système de contrôle en boucle fermée. En

fait, les répartitions de pression stationnaire ne sont pas assez fiables et révélatrices pour détecter la position de l'éclatement. En revanche, les mesures de pression instationnaire semblent avoir cette capacité. En effet, la comparaison des analyses spectrales des signaux de pression instationnaire, sans et avec contrôle, confirme l'observation visuelle du déplacement de la position de l'éclatement. Toutefois, le nombre d'essais n'étant pas suffisant, il est encore trop tôt pour affirmer qu'il existe un lien étroit entre les résultats délivrés par les capteurs de pression instationnaire et la position de l'éclatement.

A la suite de l'étude du cas nominal, la maquette a été modifiée pour permettre l'examen du contrôle de la position du point d'éclatement par soufflage continu dans la direction de l'axe du tourbillon. Un soufflage dissymétrique, sur l'un ou l'autre tourbillon, fait reculer de la même manière la position de l'éclatement du tourbillon sous contrôle, alors que celle du tourbillon libre reste inchangée. Les configurations de soufflage symétriques et dissymétriques ont également montré que l'influence du soufflage sur chaque tourbillon était décorrélée. Ce résultat permet une étude détaillée du contrôle sur un seul côté de l'aile. Le soufflage a entraîné le déplacement de l'éclatement vers l'aval en relation directe avec l'accroissement du débit de soufflage. Les résultats indiquent que le mouvement de l'éclatement vers l'aval résulte de l'injection de quantité de mouvement dans la structure tourbillonnaire. Cet effet est positif en terme de portance pour l'avion. Les propriétés de l'écoulement (composantes moyennes et fluctuantes de la vitesse) n'ont pas changé en amont de l'éclatement pour les configurations avec soufflage. La structure de la zone éclatée ne se trouve pas modifiée lors de l'activation du soufflage, en particulier on a pu observer les mêmes sous-structures que pour la configuration nominale.

Une étude complémentaire a été effectuée au tunnel hydrodynamique en vue d'examiner l'influence de jets agissant au niveau du bord de fuite de l'aile. L'idée est ici de mettre à profit l'effet d'entraînement des jets des moteurs de l'avion pour agir sur l'éclatement des tourbillons sur l'aile. Dans l'ensemble cet effet est positif, le tourbillon du côté du jet en action voyant son éclatement se déplacer en direction de l'aval. Toutefois, l'efficacité du procédé est limitée et en accroissant la vitesse du jet il peut se produire une inversion de l'effet avec un éclatement se déplaçant vers l'apex.

Les expériences extrêmement détaillées exécutées dans le cadre de ce travail de thèse ont permis de préciser la structure d'un tourbillon éclaté d'aile delta, de définir ses propriétés fluctuantes et d'analyser l'effet d'une injection fluide selon l'axe du tourbillon. Des conclusions ont été tirées quant à l'efficacité du procédé et aux possibilités de définir un indicateur fiable d'éclatement pouvant être inclus dans une boucle de contrôle actif. Les nombreux renseignements obtenus sur le caractère fluctuant de l'éclatement (mise en évidence de fréquences caractéristiques) ainsi que sur la structure particulière de la nappe tourbillonnaire seront certainement exploitables dans le cadre d'un examen du contrôle par jet pulsé ou toute autre action périodique.

Enfin, les nombreux résultats de mesure accumulés et analysés constituent une banque de données probablement sans équivalent pour valider les modèles théoriques applicables à la prévision de l'éclatement des tourbillons d'aile delta, en particulier ceux faisant appel à des simulations numériques avancées.

7.1. Prolongements et perspectives

A la lumière des conclusions et résultats de ce travail de thèse, nous sommes amenés à recommander des prolongements de l'étude selon les axes suivants, en se fixant comme objectif la définition d'un système de contrôle de l'éclatement basée sur un examen approfondi de la physique des phénomènes.

7.1.1. Etude des sous-structures dans la nappe de cisaillement.

Il s'agira de poursuivre la caractérisation de ces sous-structures puis de rechercher un dispositif permettant de les modifier (forme du bord d'attaque, soufflage variable en envergure). Une telle étude devrait permettre de préciser leur contribution au développement du tourbillon principal et leur influence sur l'éclatement tourbillonnaire en apportant des réponses aux questions suivantes :

- Quelles sont leurs propriétés de stabilité ? Leur mode de formation ?
- Peut-on les contrôler ? Les modifier ? Si oui, comment ?
- Quelle est la relation entre les sous-structures et les tourbillons principaux et surtout avec l'éclatement ?

7.1.2. Procéder à des explorations et analyses de l'écoulement par PIV.

Il s'agira de bien caractériser les aspects instationnaires de l'écoulement et de l'éclatement à partir de mesure de champ afin de définir le mode de formation et de propagation des grosses structures turbulents naissant dans la zone d'éclatement.

7.1.3. Examiner d'autres méthodes de contrôle.

- Emploi d'un soufflage pulsé : Quelle fréquence adopter ? Où l'appliquer ?
- Convient-il de pratiquer un soufflage tangentiel ou bien normal le long du bord d'attaque ?

7.1.4. Inclure le système de contrôle dans un système en boucle fermée et évaluer ses possibilités d'application sur avion.

Pour cela il conviendra :

- De développer un modèle représentatif du phénomène.
- De définir un capteur adéquat pour fournir le signal de "feedback".
- De déterminer le système de contrôle qui se révèlera le plus efficace, le plus fiable et le plus économe en énergie.

Le contrôle de l'éclatement des tourbillons est une activité encore largement ouverte, méritant des efforts soutenus et méthodiques en raison des nombreuses applications envisageables en dehors du seul secteur des avions de combat.

8. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Addington, G.A.,

"The Roll of Flow Field Structure in Determining the Aerodynamic Response of a Delta Wing," Ph.D. Dissertation, University of Notre Dame, Department of Aerospace and Mechanical Engineering, South Bend, IN, April 1998.

Addington, G.A., Nelson, R.C.,

"Predictability of Skin-Friction Line Topology on a Rolled Delta Wing," AIAA 98-4352, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Boston, MA, Aug. 1998.

Addington, G.A., Nelson, R.C.,

"The Correspondence Between Flow-Field Structure and Critical States on a 65-Degree Delta Wing," AIAA 98-4520, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Boston, MA, Aug. 1998.

Afchain, D.,

"Mise au point du vélocimètre laser tridimensionnel de la soufflerie F2. Etude de la veine vide," ONERA Rapport Technique No. 4/3633, 1988.

Afchain, D., Broussaud, P., Frugier, M., Rancarani, G.,

"La soufflerie F2 du centre du Fauga-Mauzac," ONERA TP 1983-139, novembre 1983.

Afchain, D., Deluc, J.M.,

"Etude de l'éclatement des nappes tourbillonnaires sur une aile delta de 70° de flèche à 26° d'incidence, à la soufflerie F2," ONERA Procès Verbal No 48/1147 ANG, octobre 1991.

Afchain, D., Deluc, J.M.,

"Etude des nappes tourbillonnaires sur une aile delta de 70 degrés de flèche à 27 degrés d'incidence. Contrôle de l'éclatement par soufflage. Soufflerie F2," ONERA Rapport Technique No 54/1147 ANG, septembre 1992.

Afchain, D., Deluc, J.M.,

"Etude de l'éclatement des nappes tourbillonnaires sur une aile delta de 75° de flèche à 33° d'incidence, à la soufflerie F2," Procès Verbal No 55/1147 ANG, janvier 1993.

Afchain, D., Loiret, P.,

"Etude dans la soufflerie F2 de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 70 de flèche," ONERA Rapport Technique No 58/1147 ANG 249G, août 1993.

Agrawal, S., Barnett, R.M., Robinson, B.A.,
"Investigation of Vortex Breakdown on a Delta Wing Using Euler and Navier-Stokes Equations," AGARD-CP-494, AGARD Symposium on Vortex Flow Aerodynamics, 1990.

Alexander, A.J.,
"Experiments on a Delta Wing Using Leading-Edge Blowing to Remove Secondary Separation,"
Aeronautical Research Council 24996, May 1963.

Anglin, E., Satran, D.,
"Effects of Spanwise Blowing on Two Fighter Configurations," AIAA-79-1663, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference for Future Space Systems, Boulder, CO, Aug. 1979.

Arena, A., Jr., Nelson, R.C.,
"The Effect of Asymmetric Vortex Wake Characteristics on a Slender Delta Wing Undergoing Wing Rock,"
AIAA 89-3348, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Boston, MA, Aug. 1989.

Arena, A. Jr., Nelson, R.C.,
"Unsteady Surface Measurements on a Slender Delta Wing Undergoing Limit Cycle Wing Rock," AIAA-91-0434, 29th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1991.

Arena, A. Jr., Nelson, R.C.,
"A Discrete Vortex Model for Predicting Wing Rock of Slender Wings," AIAA 92-4497, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Hilton Head, S.C Aug. 1992.

Arena, A. Jr., Nelson, R.C.,
"Experimental Investigations on Limit Cycle Wing Rock of Slender Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 31, No. 5, Sept.-Oct. 1994, pp. 1148-1155.

Arena, A., Jr., Nelson, R.C., Schiff, L.,
"An Experimental Study of the Nonlinear Dynamic Phenomenon Known as Wing Rock," AIAA-90-2812, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Aug. 1990.

Ayoub, A., McLachlan, B.,
"Slender Delta Wing at High Angle of Attack—A Flow Visualization Study," AIAA-87-1230, 19th AIAA Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, Honolulu, HI, June 1987.

Barberis, D.,
"Test Cases for CFD Validation," AGARD FDP WG 14 (A.R. 303), No. 1993-161.

Barberis, D.,

"Etude expérimentale du décollement tridimensionnel," *La Recherche Aérospatiale*, No. 2, 1994, pp. 85-102.

Barberis, D.,

"Etude de contrôle du décollement tridimensionnel," Ph.D. Thèse, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique, Poitiers, France, juin 2000.

Batchelor, G.K.,

"Axial Flow in Trailing Line Vortices," *Journal of Fluid Mechanics* 20, 645, 1964.

Batchelor, G.K.,

An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, Cambridge, 1967.

Behrbohn, H.,

"Basic Low-Speed Aerodynamics of the Short-Coupled Canard Configuration of Small Aspect Ratio," SAAB, Sweden, TN-60, July 1965.

Benay, R.,

"Modélisation numérique de l'éclatement d'un tourbillon," ONERA Rapport Technique No. 25/1147 AN, mai 1983.

Benay, R.,

"Modélisation numérique de l'éclatement d'un tourbillon," *La Recherche Aérospatiale*, No. 1984-4, juillet 1984, pp. 15-27.

Benjamin, T.B.,

"Theory of Vortex Breakdown Phenomenon," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, 1962, pp. 593-629.

Benjamin, T.B.,

"Significance of the Vortex Breakdown Phenomenon," *Trans. ASME, Journal of Basic Engineering* 87, 1965, pp. 518-524.

Benjamin, T.B.,

"Internal Waves of Finite Amplitude and Permanent Form," *Journal of Fluid Mechanics* 25, 1966, pp. 241-270.

Benjamin, T.B.,

"Some developments in the Theory of Vortex Breakdown," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 28, Part 1, 1967, pp. 65-84.

Beran, P.S.,

"Numerical Simulation of Trailing Vortex Bursting," AIAA-87-1313, 19th AIAA Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, Honolulu, HI, June 1987.

Beutner, T.J., Elliott, G., Mosedale, A., Carter, C.,

"Doppler Global Velocimetry Applications in Large Scale Facilities," AIAA-98-2608, 20th AIAA Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, Albuquerque, NM, June 1998.

Billant, P., Chomaz, J-M., Huerre, P.,

"Experimental Study of Vortex Breakdown in Swirling Jets," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 376, 1998, pp. 183-219.

Bossel, H.H.,

"Inviscid and Viscous Models of the Vortex Breakdown Phenomenon, College of Engineering, UC Berkeley, Report No. AS-67-14, 1967.

Bossel, H.H.,

"Stagnation Criterion for Vortex Flows," *AIAA Journal* 6, 1968, pp. 1192-1193.

Bossel, H.H.,

"Vortex Breakdown Flow Field," *Physics of Fluids*, Vol. 12, 1969, pp. 498-508.

Bossel, H.H.,

"Use of Exponentials in the Integral Solution of the Parabolic Equation of Boundary Layer, Wake, Jet and Vortex Flows," *Journal of Comp. Physics*, Vol. 5, 1970, pp. 359-382.

Bossel, H.H.,

"Singularities, Numerical Solution and Axisymmetric Vortex Breakdown," NASA CR 2090, 1972.

Boutier, A., D'Humères, C., Soulevant, D.,

"Three Dimensional Laser Velocimetry : A Review," 2nd Int. Symp. On Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbonne, ONERA TP No. 1984-4.

Boutier, A.,

"La vélocimétrie laser," Association Francophone de Vélocimétrie Laser Ecole d'Automne, 19-24 septembre 1999.

Bradley, R.G., Whitten, P.D., Wray, W.O.,

"Leading-edge Vortex Augmentation in Compressible Flow," *Journal of Aircraft*, Vol. 13, No.4, April 1976.

Bradley, R.G., Wray, W.O.,

"A Conceptual Study of Leading-Edge-Vortex Enhancement by Blowing," *Journal of Aircraft*, Vol. 11, No.1, Jan. 1974, pp. 33-38.

Brandt, S.A.,

"Vortex Burst Model for the Vortex Lattice Method," *Journal of Aircraft*, Vol. 32, No. 6, Nov-Dec 1995, pp. 1394-1396.

Brown, C.E., Michael, W.H.,

"On Slender Delta Wings with Leading-Edge Separation," NACA Technical Note 3430, April 1955.

Brown, G.L., Lopez, J.M.,

"Axisymmetric Vortex Breakdown. Part 2: Physical Mechanisms," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 221, 1990, pp. 553-576.

Brücker, C.,

"Study of Vortex Breakdown by Particle Tracking Velocimetry (PTV). Part 2: Spiral Type," *Experiments in Fluids*, Vol. 14, 1993, pp. 133-139.

Brücker, C., Althaus, W.,

"Study of Vortex Breakdown by Particle Tracking Velocimetry (PTV). Part 1 : Bubble Type," *Experiments in Fluids*, Vol. 13, 1992, pp. 339-349.

Brücker, C., Althaus, W.,

"Study of Vortex Breakdown by Particle Tracking Velocimetry (PTV). Part 3: Time-dependent Structure and Development of Breakdown Modes," *Experiments in Fluids*, Vol. 18, 1995, pp. 174-186.

Burgers, J.M.,

"A Mathematical Model Illustrating the Theory of Turbulence," *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 1, Editors: R. VonMises and T. VonKármán, Academic Press, New York, 1948, pp. 171-199.

Campbell, J.F.,

"Augmentation of Vortex Lift by Spanwise Blowing," *Journal of Aircraft*, Vol. 13, No.9, Sept. 1976, pp. 727-732.

Carcaillet, R., Manie, F., Pagan, D., Solignac, J.L.,

"Leading Edge Vortex Flow Over a 75 Degree Swept Delta Wing: Experimental and Computational Results," 15th Congres ICAS, Sept. 1986.

Cary, A.W., Darmofal, D.L., Powell, K.,
"Onset of the Spiral Mode of Vortex Breakdown," AIAA-97-0493, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1997.

Cary, A.W., Darmofal, D.L., Powell, K.G.,
"Evolution of Asymmetries in Vortex Breakdown," AIAA-98-2904, 29th AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, NM, June 1998.

Chanaud, R.C.,
"Observation of Oscillatory Motion in Certain Swirling Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 21, Part 1, 1965, pp. 111-127.

Chanetz, B.,
"Contribution a l'étude expérimentale et théorique de l'éclatement tourbillonnaire en air incompressible," Ph.D. Dissertation, Université de Lyon, Lyon, France, septembre 1986.

Chanetz, B.,
"Contribution a l'étude expérimentale et théorique de l'éclatement tourbillonnaire en air incompressible," ONERA Note Technique 1988-6, FR ISSN 0078-3781, 1986.

Chigier, N.A.,
"Measurement of Vortex Breakdown Over a Delta Wing Using a Laser Anemometer," N.E.A.R. TR62, 1974.

Cheung, K., Jumper, E., Nelson, R.C.,
"Theoretical and Numerical Study of Asymmetric Unsteady LEX and Slender-Wing Vortices Including Breakdown," Final Report for AFOSR, 1 Jan. 1992 - 30 Sept. 1995.

Cornish, J.J., III,
"High Lift Applications of Spanwise Blowing," 7th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, ICAS Paper No. 70-09, Rome, Italy, Sept. 1970.

Cornish, J.J., III,
"Vortex Flows," AIAA-83-1812, AIAA Applied Aerodynamics Conference, Danvers, MA, July 1983.

Cunningham, A., den Boer, R.,
"Overview of Unsteady Transonic Wind Tunnel Test on a Semispan Straked Delta Wing Oscillating in Pitch," Final Report for USAF Wright Laboratory, Flight Dynamics Directorate, Mar 1989 - Dec 1993.

Dallmann, U., Hilgenstock, A., Riedelbauch, S., Schulte-Werning, B., Vollmers, H.,
"On the Footprints of 3-D Separated Vortex Flows Around Bluff Bodies", *Vortex Flow Aerodynamics*,
AGARD Conference Proceedings 494, 1990, pp. 9-1-9-13.

Darmofal, D.L.,
"The Roll of Vorticity Dynamics in Vortex Breakdown," AIAA 93-3036, 24th AIAA Fluid Dynamics
Conference, Orlando, FL, July 1993.

Delbende, I., Chomaz, J.-M., Huerre, P.,
"Absolute/Convective Instabilities in the Batchelor Vortex: A Numerical Study of the Linear Impulse
Response," *Journal of Fluid Mechanics*, No. 355, 1998, pp. 229-254.

Délery, J.,
"Etat des études sur les écoulements tourbillonnaires effectuées par la Division d'Aérodynamique
Fondamentale," ONERA Rapport Technique n 21/7252 AN, mars 1988.

Délery, J.,
"Physique des écoulements tourbillonnaires," AGARD CP-494, *Vortex Flow Aerodynamics*, Paper 20,
octobre 1990.

Délery, J.,
"Physics of Vortical Flows," *Journal of Aircraft*, Vol. 29, No. 5, Sept.- Oct. 1992, pp. 856-876.

Délery, J.,
"Aspects of Vortex Breakdown," *Prog. in Aerospace Sci.*, Vol. 30, Great Britain, 1994, pp. 1-59.

Délery, J., Horowitz, E., et al.,
"Etudes fondamentales sur les écoulements tourbillonnaire," *La Recherche Aéronautique*, No 1984-2, mars -
avril 1984.

Délery, J., Molton, P.,
"Topology of the Flow Resulting from Vortex Breakdown Over a Delta Wing at Subsonic Speed," *Acta
Mechanica*, Suppl. 4, Springer-Verlag, 1994, pp. 297-304.

Délery, J., Pagan, D., Solignac, J.L.,
"On the Breakdown of the Vortex Induced by a Delta Wing," *Proceedings of Vortex Control and Breakdown
Behavior*, Baden, Switzerland, April 1987.

Deng, Q., Gursul, I.,
"Effect of Leading-Edge Flaps on Vortices and Vortex Breakdown," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 6,
Nov-Dec 1996, pp. 1079-1086.

Dixon, C.J.,

"Lift Augmentation by Lateral Blowing Over a Lifting Surface," AIAA-69-193, AIAA/AHS VTOL Research, Design, and Operations Meeting, Atlanta, Georgia, Feb. 1969.

Dixon, C.J., Dansby, T., Poisson-Quinton, P.,

"Benefits of Spanwise Blowing at Transonic Speeds," 11th International Congress of Aeronautical Sciences (ICAS), Lisbon, Portugal, Sept. 1978.

Donohoe, S.R., Bannink, W.J.,

"Surface Reflective Visualizations of Shock-Wave Vortex Interactions Above a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 10, Oct. 1997, pp. 1568-1573.

Drazin, P.G., Reid, W.H.,

Hydrodynamic stability, Cambridge University Press, 1981.

Duck, P.W., Foster, M.R.,

"The Inviscid Stability of a Trailing Line Vortex," *Journal of App. Math. Phys.*, Vol. 31, 1980, pp. 523-530.

Dunham, J.,

"The Static Pressure in a Vortex Core," *The Aeronautical Journal*, Vol. 83, No. 826, Oct. 1979.

Earnshaw, P.B.,

"An Experimental Investigation of the Structure of a Leading-edge Vortex," Technical Note Aero. 2740, mars 1961.

Earnshaw, P.B.,

"Measurements of Vortex Breakdown Position at Low Speed on a Series of Sharp-Edged Symmetrical Models," RAE Tech Report No. 64047, ARC 26601, 1964.

Eichelbrenner, E.A., Oudart, A., Werlé, H.,

"Décollement sur une aile delta placée sans incidence dans un écoulement laminaire incompressible," *La Recherche Aérospatiale*, No. 70, 1959.

Ekaterinaris, J.A., Schiff, L.B.,

"Vortical Flows over Delta Wings and Numerical Prediction of Vortex Breakdown," AIAA-90-0102, 28th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1990.

Eléna, M.,

"La vélocimétrie laser - Les Problèmes de Biais, Erreurs, Corrections, Précision des mesures," Association Francophone de Vélocimétrie Laser Ecole d'Automne, 19-24 septembre 1999.

Elle, B.J.,

"An Investigation at Low Speed of the Flow near the Apex of Thin Delta Wings with Sharp Leading Edges," ARC TR R&M, No. 3176 (19780), 1958.

Elle, B.J.,

"On the Breakdown at High Incidences of the Leading Edge Vortices On Delta Wings," *Journal of the Royal Aeronautical Society* No. 64, 1960, pp. 491-493.

Er-El, J., Seginer, A.,

"Effects of Spanwise Blowing on Pressure Distribution and Leading-Edge Vortex Stability," ICAS-86-2.5.1, 15th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, London, Sept. 1986.

Erickson, G.E.,

"Effects of Spanwise Blowing on the Aerodynamic Characteristics of the F-5E," AIAA-78-118, 17th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Jan. 1979.

Erickson, G.E.,

"Vortex Flow Correlation," AFWAL-TR-80-3143, USAF Wright Aeronautical Laboratories, Wright-Patterson Air Force Base, OH, Jan. 1981.

Ericsson, L.E.

"Fluid Dynamics of Slender Wing Rock," *Journal of Aircraft*, Vol. 21, No. 5, May 1984, pp. 322-328.

Ericsson, L.E.

"Analytic Prediction of the Maximum Amplitude of Slender Wing Rock," *Journal of Aircraft*, Vol. 26, No. 1, Jan. 1989, pp. 35-39.

Ericsson, L.E.

"Slender Wing Rock Revisited," *Journal of Aircraft*, Vol. 30, No. 3, May-June 1993, pp. 352-356.

Ericsson, L.E.,

"Challenges in High Alpha Vehicle Dynamics," *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 31, 1995.

Ericsson, L.E.

"Rapid Prediction of Wing Rock for Slender Delta-Wing Configurations," *Journal of Aircraft*, Vol. 35, No. 6, Nov. - Dec. 1998, pp. 979-981.

Escudier, M.P.,

"Vortex Breakdown: Observations and Explanations," *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 25, 1988, pp. 189-229.

- Escudier, M.P., Bornstein, J., Zehnder, N.,
"Observation and LDA Measurements of Confined Turbulent Vortex Flow," *Journal of Fluid Mechanics*,
Vol. 98, 1980, pp. 49-63.
- Escudier, M.P., Bornstein, J., Zehnder, J., Maxworthy, T.,
"The Classification of Confined Vortex Flow Regimes," *ASME*, 1980, pp. 15-24.
- Escudier, M.P., Keller, J.J.,
"Vortex Breakdown: A Two-Stage Transition," AGARD-CP-342, Paper No. 25, AGARD Symposium on
Aerodynamics of Vortical Type Flows in Three Dimensions, Rotterdam, The Netherlands, April 1983.
- Escudier, M.P., Keller, J.J.,
"Recirculation in Swirling Flow: A Manifestation of Vortex Breakdown," *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 1,
1985, pp. 111-116.
- Escudier, M.P., Zehnder, N.,
"Vortex Flow Regimes," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 115, 1982, pp. 105-121.
- Faler, J.H.,
"Some Experiments in Swirling Flows: Detailed Velocity Measurements of a Vortex Breakdown Using a
Laser Doppler Anemometer," Ph.D. Dissertation, Cornell University, 1976.
- Faler, J.H., Leibovich, S.,
"Disrupted States of Vortex Flow and Vortex Breakdown," *Physics of Fluids*, Vol. 2, No. 9, 1977, pp. 1385-
1400.
- Faler, J.H., Leibovich, S.,
"An Experimental Map of the Internal Structure of a Vortex Breakdown," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.
86, Part 2, 1978, pp. 313-335.
- Fennel, L.J.,
"Vortex Breakdown: Some Observations in Flight on the HP 115 Aircraft," *R&M*, No. 3805, 1971.
- Ferzinger, J.H.,
"Energetics of Vortex Rollup and Pairing," *Phys. Fluids* 23(1), Jan. 1980, pp. 1-4.
- Fraenkel, L.E.,
"On Benjamin's Theory of Conjugate Vortex Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 28, 1967, pp. 85-96.

Frink, N.T., Lamar, J.E.,

"Analysis of Strake Vortex Breakdown Characteristics in Relation to Design Features," *Journal of Aircraft*, Vol. 18, No. 4, April 1981, pp. 252-258.

Gad-El-Hak, M., Blackwelder, R.F.,

"The Discrete Vortices from a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 6, June 1985, pp. 961-962.

Gad-El-Hak, M., Blackwelder, R.F.,

"Control of the Discrete Vortices from a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 8, Aug. 1987, pp. 1042-1049.

Gad-El-Hak, M., Ho, C.M.,

"The Pitching Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 11, Nov. 1985, pp. 1660-1665.

Garg, A.K.,

"Oscillatory Behaviour in Vortex Breakdown Flows: An Experimental Study Using a Laser Doppler Anemometer," EPR 78-1, Cornell University, Jan. 1978.

Garg, A.K., Leibovich, S.,

"Spectral Characteristics of Vortex Breakdown Flow-Fields," *Physics of Fluids*, Vol. 22, No. 11, 1979, pp. 2053-2064.

Gartshore, I.S.,

"Recent Work in Swirling Incompressible Flow," N.R.C. Report LR-343, No. 6968, 1962.

Germain, P.,

"Sur l'écoulement subsonique au voisinage de la pointe avant d'une aile delta," *La Recherche Aéronautique*, No. 44, 1955.

Gordnier, R.E.,

"Computation of a Kelvin-Helmholtz Instability for Delta Wing Vortex Flows," WL-TR-91-3098, Flight Dynamics Directorate, Wright Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, OH, Nov. 1991.

Gordnier, R.E., Visbal, M.R.,

"Unsteady Vortex Structure Over a Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol. 31, No.1, 1994, pp. 243-248.

Grabowski, W.J., Berger, S.A.,

"Solutions of the Navier-Stokes Equations for Vortex Breakdown," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 75, 1976, pp. 525-544.

Greenwell, D., Wood, N.J.,

"Determination of Vortex Burst Location on Delta Wings from Surface Pressure Measurements," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 11, Nov. 1992, pp. 2736-2739.

Grismer, D.S., Jenkins, J.E.,

"Critical State Transients for a Rolling 65 Deg Delta Wing," AIAA-96-2432, 14th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, LA, June 1996.

Gu, W., Robinson, O., Rockwell, D.,

"Control of Vortices on a Delta Wing by Leading-Edge Injection," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 7, July 1993, pp. 1177-1186.

Guillot, S. Gutmark, E.J., Garrison, T.J.,

"Delay of Vortex Breakdown over a Delta Wing via Near-Core Blowing," AIAA-Paper 98-0315, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1998.

Guiraud, J.P.,

"Sur la nature de la singularité d'un écoulement de fluide compressible au voisinage de la pointe avant d'une aile delta en régime subsonique," *Comptes rendues de l'Académie des Sciences*, décembre, 1956.

Gursul, I.,

"Unsteady Flow Phenomena over Delta Wings at High Angle of Attack," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 2, Feb. 1994, pp. 225-231.

Gursul, I.,

"Vortex Breakdown over Unsteady Wings and Its Control," Final Technical Report for AFOSR, 30 Sept. 1992 - 30 Sept. 1995.

Gursul, I.,

"A Proposed Mechanism for the Time Lag of Vortex Breakdown Location in Unsteady Flows," AIAA-2000-0787, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Gursul, I., Srinivas, S., Batta, G.,

"Active Control of Vortex Breakdown Over a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, Sept. 1995, pp. 1743-1745.

Gursul, I., Xie, W.,

"Physics of Buffeting Flows over Delta Wings," AIAA-98-0688, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1998.

Gursul, I., Xie, W.,

"Buffeting Flows over Delta Wings," *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 1, Jan. 1999, pp. 48-65.

Gursul, I., Xie, W.,

"Interaction of Vortex Breakdown with an Oscillating Fin," AIAA-2000-0279, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Gursul, I., Yang, H.,

"On Fluctuations of Vortex Breakdown Location," *Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 1, 1995, pp. 229-231.

Gursul, I., Yang, H.,

"Vortex Breakdown over a Pitching Delta Wing," *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 9, 1995, pp. 571-583.

Gursul, I., Yang, H., Deng, Q.,

"Control of Vortex Breakdown with Leading-Edge Devices," AIAA-95-0676, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Guy, Y., Morrow, J.A., McLaughlin, T.E.,

"Control of Vortex Breakdown on a Delta Wing by Periodic Blowing and Suction," AIAA-99-0132, 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1999.

Guy, Y., Morrow, J.A., McLaughlin, T.E.,

"Pressure Measurements and Flow Field Visualization on a Delta Wing with Periodic Blowing and Suction," AIAA-99-4178, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference and Exhibit, Portland, OR, Aug. 1999.

Guy, Y., Morrow, J.A., McLaughlin, T.E., Wagnanski, I.,

"Parametric Investigation of the Effects of Active Flow Control on the Normal Force of a Delta Wing," AIAA-2000-0549, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Guy, Y., Morrow, J.A., McLaughlin, T.E., Wagnanski, I.,

"Velocity Measurements on a Delta Wing with Periodic Blowing and Suction," AIAA-2000-0550, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Hall, M.G.,

"On the Vortex Associated with Flow Separation from a Leading-edge of a Slender Wing," Technical Note, Aero 2629, June 1959.

Hall, M.G.,

"A Theory for the Core of Leading-Edge Vortex," Royal Aeronautical Establishment Report, Aero 2644, 1960.

Hall, M.G.,

"A Numerical Method for Solving the Equation for a Vortex Core," RAE TR 65106, May 1965.

Hall, M.G.,

"The Structure of Concentrated Vortex Core," *Progress in Aeronautical Sciences*, ed. Küchemann, Pergamon Press, 1966, pp. 53-110.

Hall, M.G.,

"A New Approach to Vortex Breakdown," *Proceedings of Heat Transfer in Fluid Mechanics*, UC San Diego, 1967, pp. 319-340.

Hall, M.G.,

"Vortex Breakdown," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 4, 1972, pp. 195-218.

Harvey, J.K.,

"Some Observations of the Vortex Breakdown Phenomenon," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, 1962, pp. 585-592.

Hasimoto, H.,

"A Solution on a Vortex Filament," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 51, 1972, pp. 477-485.

Hebbar, S., Platzer, M., Alkhozam, A.,

"Experimental Study of Vortex Flow Control on Double-Delta Wings Using Fillets," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 4, July - Aug. 1994, pp. 743-751.

Helin, H.E., Watry, C.W.,

"Effects of Trailing-Edge Jet Entrainment on Delta Wing Vortices," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 4, April 1994, pp. 802-804.

Hirschel, E. H.,

"Vortex Flows: Some General Properties, and Modeling, Configuration and Manipulation Aspects," AIAA-96-2514, 14th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, LA, June 1996.

Ho, C.M.,

"Manipulation of Airfoil Response in an Unsteady Stream," Final Technical Report for AFOSR, March 1992 - Feb. 1995.

Ho, C.M., Huerre, P.,

"Perturbed Free Shear Layer," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 16, 1984, pp. 365-424.

Hoang, N.T., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P.,

"3-D LDV Measurements Over a Delta Wing in Pitch-Up Motion," AIAA-93-0185, 31st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1993.

Hoffler, K.D., Rao, D.M.,

"Investigation of the "Tabbed" Vortex Flap," AIAA-83-1812, 2nd AIAA Applied Aerodynamics Conference, Seattle, WA, 1984.

Hong, J., Celik, Z., Roberts, L.,

"Effects of Leading-Edge Lateral Blowing on Delta Wing Aerodynamics," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 12, Dec. 1996, pp. 2471- 2478.

Honkan, A., Andreopoulos, J.,

"Instantaneous Three-Dimensional Vorticity Measurements in Vortical Flow over a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 10, Oct. 1997, pp. 1612-1620.

Hopfinger, E.J., Browand, F.K., Gagne, Y.,

"Turbulence and Waves in a Rotating Tank," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 125, 1982, pp. 505-534.

Horowitz, E.,

"Contribution à l'étude de l'éclatement tourbillonnaire en écoulement compressible. Interaction onde de choc-tourbillon," Thèse de Docteur Ingénieur, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, décembre 1984.

Howard, L.N., Gupta, A.S.,

"On the Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability of Swirling Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, 1962, pp. 463-476.

Huang, M.-K., Chow, C.-Y.,

"Stability of Leading-Edge Vortex Pair on a Slender Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 6, June 1996, pp. 1182-1187.

Huang, X.Z., Sun, Y.Z., Hanff, E.S.,

"Circulation Criterion to Predict Leading-Edge Vortex Breakdown over Delta Wings," AIAA-97-2265, 15th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Atlanta, GA, June 1997.

Huang, X.Z., Sun, Y.Z., Hanff, E.S.,

"Further Investigations of Leading-Edge Vortex Breakdown over Delta Wings," AIAA-97-2263, 15th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Atlanta, GA, June 1997.

Huang, X.Z., Sun, Y.Z., Hanff, E.S.,

"Evolution of the Surface Flow Topology on a 65° Delta Wing and Its Correspondence to Critical States," AIAA-00-790, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Hummel, D.,

"Untersuchungen über das aufplatzen der Wirbel an schlanken Deltaflügeln, *Z. Flugwiss*, Vol. 13, No. 5, 1965, pp. 158-168.

Hummel, D.,

"Zur Umströmung scharfkantiger schlanker Deltaflügel bei grossen Anstellwinkeln," *Z. Flugwiss*, Vol. 15, No. 10, 1967, pp. 376-385.

Hummel, D.,

"Experimentelle Bestimmung der gebundenen Wirbellinien sowie des Strömungsverlaufs in der Umgebung der Hinterkante eines schlanken Deltaflügels," *Abhandlungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft Band XXII*, 1972.

Hummel, D.,

"On the Vortex Formation Over a Slender Wing at Large Angles of Incidence," AGARD-CP-247, High Angle of Attack Aerodynamics Conference, Oct. 1978, pp. 15-1,15-17.

Hummel, D., Srinivasan, P.S.,

"Vortex Breakdown Effects on the Low Speed Aerodynamic Characteristics of Slender Delta Wings in Symmetrical Flow," *Journal Royal Aero. Society*, Vol. 71, April 1967, pp. 319-322.

Iwanski, K., Ng, T.T., Nelson, R.C.,

"An Experimental Investigation of Delta Wing Vortex Flow with and Without External Jet Blowing," AIAA-89-0084, 27th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 1989.

Jacquin, L., Leterrier, N., Kasperski, G., Geffroy, P.,

"Mesure et Modélisation de la Turbulence", *Projet de Recherche Fédérateur Rapport de synthèse 1999*, RT35/1145 DAFE/N, Thème 7: banques de données sur les écoulements tournants, janvier 2000, pp. 90-96.

Jefferies, R.W., Rockwell, D.,

"Interactions of a Vortex with an Oscillating Leading-Edge," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 11, Nov. 1996, pp. 2448-2450.

Jenkins, J.E.,

"The Nonlinear Indicial Response: vis-a-vis Roll-Rate Induced Camber Effects," AIAA-94-3458, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Scottsdale, AZ, Aug. 1994.

Jenkins, J.E.,

"Nonlinear Aerodynamic Characteristics of a 65-Degree Delta Wing in Rolling Motion: Implications to Testing and Flight Mechanics Analysis (Invited)," AIAA-97-0742, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1997.

Jenkins, J.E., Myatt, J.H., Hanff, E.S.,

"Body-Axis Rolling Motion Critical States of a 65-Degree Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 2, March - April 1996, pp. 268-278.

Jobe, C.E.,

"Vortex Breakdown Location over 65-Degree Delta Wings – Empiricism and Experiment," AIAA 98-2526, 16th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Albuquerque, NM, June 1998.

Jobe, C.E., Hsia, A.H., Jenkins, J.E., Addington, G.A.,

"Critical States and Flow Structure on a 65-Degree Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 2, March - April 1996, pp. 347-352.

Johari, H., Moreira, J.,

"Delta Wing Vortex Manipulation Using Pulsed and Steady Blowing During Ramp-Pitching," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 2, March - April 1996, pp. 452-453.

Jones, J.P.,

"The Breakdown of Vortices in Separated Flow," USAA Report No. 140, July 1960.

Jumper, E., Nelson, R.C., Cheung, K.,

"A Simple Criterion for Vortex Breakdown," AIAA-93-0866, 31st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1993.

Jupp, M.L., Coton, F.N., Green, R.B., Galbraith, R.A.McD.,

"An Analysis of a Pitching Delta Wing Using High Resolution Pressure Measurements," AIAA-98-2743, 16th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Albuquerque, NM, June 1998.

Jupp, M.L., Coton, F.N., Green, R.B.,

"An Analysis of High Resolution Pressure Signals on a Pitching Delta Wing," AIAA-99-3111, 17th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Norfolk, VA, June 1999.

Kandil, O.A., Balakrishnan, L.,

"Recent Improvements in the Prediction of the Leading and Edge Vortex Cores of Delta Wings," AIAA-81-1263, June 1981.

Karishima, K., Kitama, S.,

"The Effect of Small Blowing on Vortex Breakdown of a Swirling Flow," *Proc. Int. Conf. On Computational Techniques and Applications*, CTAC-83, Elsevier Science Publishers, B.V., North-Holland, 1984, pp. 553-564.

Kegelman, J., Roos, F.,

"Effects of Leading-Edge shape and Vortex Burst on the Flow Field of a 70 Degree Swept Delta-Wing," AIAA-89-0086, 27th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 1989.

Kirkpatrick, D.L.I.,

"Experimental Investigation of the Breakdown of a Vortex in a Tube," RAE TN Aero 2963, May 1964.

Klute, S.M., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P.,

"Flow Control Over Delta Wings at High Angles of Attack," AIAA-93-3494, 11th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Aug. 1993.

Kopecky, R.M., Torrance, K.E.,

"Initiation and Structure of Axisymmetric Eddies in a Rotating Stream," *Computational Fluids 1*, 1973, pp. 289-300.

Kuo, C-H., Lu, N-Y.,

"Unsteady Vortex Structure over Delta-Wing Subject to Transient Along-Core Blowing," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 9, Sept. 1998, pp. 1658-1664.

Kuo, C-H., Lu, N-Y., Lin, D-C.,

"Evolution of Vortical Structure over Delta Wing with Transient Along-Core Blowing," *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 4, April 1997, pp. 617-624.

Lamar, J.E.,

"Analysis and Design of Stake-Wing Configuration," *Journal of Aircraft*, Vol. 17, Jan. 1980, pp. 20-27.

Lambourne, N.C.,

"The Breakdown of Certain Types of Vortex," ARC CP, No. 915, Sept. 1965.

Lambourne, N.C., Bryer, D.W.,

"Some Measurements in the Vortex Flow Generated by a Sharp Leading Edge Having 65 Degrees Sweep," ARC Technical Report, C.P. No. 477 (21.073), 1960.

Lambourne, N.C., Bryer, D.W.,

"The Bursting of Leading-Edge Vortices-Some Observations and Discussion of the Phenomenon," ARC, R&M No. 3282 (22775), 1961.

Laval-Jeantet, R.,

"Contribution a l'étude du contrôle actif de l'éclatement incompressible," Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille II, Marseille, France, 30 mars 1993.

Lawford, J.A., Beauchamp, A.R.,

"Low-Speed Wind-Tunnel Measurements on a Thin Sharp-Edged Delta Wing with 70 Deg Leading-Edge Sweep, with Particular Reference to the Position of Leading-Edge Vortex Breakdown," RAE Tech. Note Aero 2797, ARC 23725, 1961.

Le, T.H., Mege, P., Morchoisne, Y.,

"Simulation numérique de l'éclatement tourbillonnaire par résolution des équations d'Euler en fluide incompressible," *La Recherche Aérospatiale*, No. 5, 1989, pp. 35-49.

Lee, M., Ho, C-M.,

"Vortex Dynamics of Delta Wings," *Frontiers in Experimental Fluid Mechanics, Lecture Notes in Engineering*, Vol. 46, Springer-Verlag, Berlin, 1989, pp. 365-427.

Legendre, R.,

"Écoulement au voisinage de la pointe avant d'une aile a forte flèche aux incidences moyennes," *La Recherche Aéronautique*, No 30, 1952.

Legendre, R.,

"Écoulement au voisinage de la pointe avant d'une aile a forte flèche aux incidences moyennes (Deuxième Partie)," *La Recherche Aéronautique*, No 31, 1953.

Legendre, R.,

"Étude Théorique du Soufflage Près du bord de Fuite d'un Profil d'Aile," ONERA Note Technique No. 12/1308A, avril 1954.

Legendre, R.,

"Séparation de l'écoulement laminaire tridimensionnel," *La Recherche Aéronautique*, No. 54, 1956, pp. 3-8.

Legendre, R.,

"Nappes en cornet aux bords d'attaque d'une aile en delta," *La Recherche Aérospatiale*, No. 70, 1959.

Legendre, R.,

"Lignes de courant d'un écoulement continu," *La Recherche Aérospatiale*, No. 105, 1965.

Legendre, R.,

"Lignes de courant d'un écoulement permanent. Décollement et séparation," *La Recherche Aérospatiale*, No. 1977-6, pp. 327-335.

- Legendre, R.,
"Remarques sur l'éclatement axisymétrique d'un tourbillon," *La Recherche Aéronautique*, No. 1981-5, pp. 295-302.
- Leibovich, S.,
"Wave Motion and Vortex Breakdown," AIAA-69-645, Fluid and Plasma Dynamics Conference, San Francisco, CA, June 1969.
- Leibovich, S.,
"Weakly Non Linear Waves in Rotating Fluids," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 42, 1970, p. 803.
- Leibovich, S.,
"The Structure of Vortex Breakdown," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 10, 1978, pp. 221-46.
- Leibovich, S.,
"Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension," *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 9, Sept. 1984, pp. 1192-1206.
- Leibovich, S., Ma, H.Y.,
"Solution of Propagation on Vortex Cores and the Hasimoto Solution," *Physics of Fluids*, Vol. 26, 1983, pp. 3173-3179.
- Leibovich, S., Randall, J.D.,
"Dissipative Effects on Non Linear Waves in Rotating Fluids," *Physics of Fluids*, Vol. 14, 1971, p. 2559.
- Leibovich, S., Randall, J.D.,
"Amplification and Decay of Non Linear Waves," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 53, 1973, pp. 481-493.
- Leibovich, S., Stewartson, K.,
"A Sufficient Condition for the Instability of Columnar Vortices," *Journal of Fluid Mechanics*, No. 126, 1983 pp. 335-356.
- LeMay, S.P., Batill, S., Nelson, R.C.,
"Leading Edge Vortex Dynamics on a Pitching Delta Wing," AIAA-88-2559, 6th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Williamsburg, VA, June 1988.
- Lessen, M., Singh, P.J., Paillet, F.,
"The Stability of a Trailing Line Vortex. Part 1 : Inviscid Theory ," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 63, Part 4, May 1974, pp. 753-763.

Leuchter, O.,

"Etude d'un sillage tourbillonnaire soumis a des gradients de pression adverses," ONERA Rapport de Synthèse Finale No. 9/1145 AY, septembre 1983.

Leuchter, O., Solignac, J.L.,

"Experimental Investigation of Turbulent Structure Vortex Wakes," 4th Symposium on Turbulent Shear Flows, Karlsruhe 1983.

Loiret, P., Afchain, D.,

"Etude des nappes tourbillonnaire sur une aile delta de 70 degrés de flèche a 27 degrés d'incidence dans la soufflerie F2, contrôle de l'éclatement par soufflage, 2ème campagne," ONERA Procès Verbal No 114/7078 DSFM/N/DAFE, avril 1998.

Loiseleux, T., Chomaz, J.-M., Huerre, P.,

"The Effect of Swirl on Jets and Wakes: Linear instability of the Rankine Vortex with Axial Flow", *Physics of Fluids*, No. 10, 1998, pp. 1120-1134.

Loiseleux, T.,

"Instabilités dans les jets tournants", Ph.D. Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 1999.

Lopez, J.M.,

"Axisymmetric vortex breakdown. Part 1: Confined swirling flow," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 221, 1990, pp. 533-552.

Lopez, J.,

"On the Bifurcation Structure of Axisymmetric Vortex Breakdown In a Constricted Pipe," *Phys. Fluids*, Vol. 6 (11), Nov. 1994, pp. 3683-3693.

Lourenco, L., Shih, C., VanDommelen, L., Krothapalli, A.,

"Thrust-Induced Effects on a Pitching-Up Delta Wing Flow Field," Final Technical Report for AFOSR, Oct. 1992 - Sept. 1995.

Lowson, M.V.,

"Visualization Measurements of Vortex Flows," AIAA-89-0191, 27th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1989.

Lowson, M.V., Riley, A.J., Swales, C.,

"Flow Structure over Delta Wings," AIAA-95-0586, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Ludwig, H.,

"Ergänzung zu der arbeit: Stabilität der Stromung in einem zylindrischen Ringraum," *Z. Flugwiss*, No. 9, 1961, pp. 359-361.

Ludwig, H.,

"Zur Erklärung der Instabilität der überangestellten Deltaflügeln abtretenden freien Wirbelkerne," *Z. Flugwiss*, No. 10, Heft 6, 1962.

Ludwig, H.,

"Vortex Breakdown," Deutch Luft-und Raumfahrt, 1970.

McCormick, B.W., Tangler, J.L., Sherrieb, H.E.,

"Structure of Trailing Vortices," *Journal of Aircraft*, Vol. 5, No. 3, March 1968, pp. 260-267.

McCormick, S., Gursul, I.,

"Effect of Shear-Layer Control on Leading-Edge Vortices," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 6, Nov. -Dec. 1996, pp. 1087-1093.

McLaughlin, D.K., Tiederman, W.G.,

"Biasing Correction for Individual Realization of Laser Anemometer Measurements in Turbulent Flows," *Physics of Fluids*, Vol. 16, No. 12, Dec. 1973, pp. 2082 - 2088.

Mager, A.,

"Dissipation and Breakdown of a Wing-tip Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 55, 1972, pp. 609-628.

Magness, C., Robinson, O., Rockwell, D.,

"Control of Leading-Edge Vortices on a Delta Wing," AIAA-89-0999, 2nd AIAA Shear Flow Conference, Tempe, AZ, March 1989.

Magness, C., Robinson, O., Rockwell, D.,

"Unsteady Crossflow on a Delta Wing Using Particle Image Velocimetry," *Journal of Aircraft*, Vol. 29, No. 4, July - Aug. 1992, pp.707-709.

Maines, B.H., Moeller, B., Rediniotis, O.K.,

"The Effects of Leading-Edge Suction on Delta Wing Vortex Breakdown," AIAA-99-0128, 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1999.

Malcom, G., Skow, A.,

"Flow Visualization of Vortex Manipulation of Fighter Configurations at High Angles of Attack," AGARD CP 413, Oct. 1986.

Malcom, G.N., Ng, T.T., Lewis, L.C., Murri, D.G.,

"Development of Non-conventional Control Methods for High Angle of Attack Flight Using Vortex Manipulation," AIAA-89-2192, 1989.

Marchman, J.F. III,

"Effect of Heating on Leading-edge Vortices in Subsonic Flow," *Journal of Aircraft*, Vol. 12, No. 2, Feb. 1975, pp. 121-123.

Marchman, J.F. III,

"Effectiveness of Leading-edge Vortex Flaps on 60 and 75 Degree Delta Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 18, No. 4, July-Aug. 1981, pp. 280-286.

Marchman, J.F. III,

"The Aerodynamics of Inverted Leading-Edge Flaps on Delta Wings," AIAA-81-0356, 19th AIAA Aerospace Sciences Meeting, S. Louis, MI, Jan. 1981.

Marchman, J.F. III, Grantz, A.C.,

"Trailing Edge Flap Influences on Leading Edge Vortex Flap Aerodynamics," AIAA-82-0128, 20th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, Jan. 1982.

Marchman, J.F. III, Terry, J.E.,

"The Impact of Strakes on a Vortex-Flapped Delta Wing," AIAA-83-1814, AIAA Applied Aerodynamics Conference, Danvers, MA, July 1983.

Marsden, D.J., Simpson, R.W., Rainbird, W.J.,

"The Flow Over Delta Wing at Low Speed with Leading Edge Separation," College of Aeronautics Cranfield R 114, 1958.

Mege, P.,

"Simulation numérique de l'éclatement tourbillonnaire par résolution des équations de Navier-Stokes en fluide incompressible," Ph.D. Thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1990.

Menke, M.,

"An Experimental Study of the Unsteady Nature of Vortex Breakdown Over Delta Wings," M.S. Thesis, Department of Mechanical Engineering, University of Cincinnati, Dec. 1996.

Menke, M., Gursul, I.,

"Self-Excited Oscillations of Vortex Breakdown Location Over Delta Wings," AIAA-97-0744, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1997.

Menke, M., Gursul, I.,

"Unsteady Nature of Leading Edge Vortices," *Physics of Fluids*, Vol. 9, No. 10, Oct. 1997, pp. 2960-2966.

Menke, M., Gursul, I.,

"Nonlinear Response of Vortex Breakdown over a Pitching Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol. 36, No. 3, May - June 1999, pp. 496-500.

Menke, M., Yang, H., Gursul, I.,

"Further Experiments on Fluctuations of Vortex Breakdown Location," AIAA 96-0205, 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1996.

Menke, M., Yang, H., Gursul, I.,

"Experiments on the Unsteady Nature of Vortex Breakdown Over Delta Wings," *Experiments in Fluids*, Vol. 27, 1999, pp. 262-272.

Menne, S.,

"Simulation of Vortex Breakdown in Tubes," AIAA-88-3575, 1st AIAA Fluid Dynamics Conference, Cincinnati, OH, July 1988.

Michalke, A., Timme, A.,

"On the Inviscid Instability of Certain Two Dimensional Vortex Type Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 29, Part 4, 1967.

Miller, S., Gile, B.,

"The Effects of Blowing on Delta Wing Vortices During Dynamic Pitching at High Angles of Attack," AIAA-92-0407, 30th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1992.

Mirande, J., Solignac, J.L., Benay, R.

"Etude expérimentale et théorique de la turbulence dans les écoulements tourbillonnaires," ONERA Rapport Technique No 22/1147 AY, sept. 1981.

Mitchell, A.M., Barberis, D., Détery, J.,

"Oscillation of Vortex Breakdown Location and Its Control by Tangential Blowing," AIAA-98-2914, 29th AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, NM, June 1998.

Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Détery, J.,

"Control of Leading-edge Vortex Breakdown by Trailing Edge Injection," AIAA-99-3202, 17th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Norfolk, VA, June - July 1999.

Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Détery, J.,

"Control of Vortex Breakdown Location by Symmetric and Asymmetric Blowing," AIAA-99-3652, 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA, June – July 1999.

Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Détery, J.,

"Characterization of Vortex Breakdown by Flow Field and Surface Measurements," AIAA-2000-0788, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Mitchell, A.M., Barberis, D., Molton, P., Détery, J.,

"Oscillation of Vortex Breakdown Location and Control of the Time-Averaged Location by Blowing," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 5, May 2000, pp. 793-803.

Mitchell, A.M., Molton, P., D. Barberis, J.-L. Gobert,

"Control of Vortex Breakdown by Along the Core Blowing," AIAA-00-2608, AIAA Fluids 2000 Conference, Denver, CO, June 2000.

Molton, P.,

"Résultats des mesures de pression dans le champ tourbillonnaire d'une aile delta," ONERA Procès Verbal No 28/1147 AY 132, février 1984.

Molton, P.,

"Exploration à la sonde de pression 5 trous des écoulements tourbillonnaires engendrés par des ailes delta de flèche 70° et 67,5°," ONERA Rapport Technique No. 32/1147 AN, septembre 1984.

Molton, P.,

"Mesures par vélocimétrie laser tridimensionnelle dans le tourbillon d'une aile delta," ONERA Rapport Technique No. 33/1147 AN, novembre 1984.

Molton, P.,

"Aile delta en écoulement incompressible. Etude expérimentale à F2," ONERA Rapport Technique N° 36/1147 AN, décembre 1986.

Molton, P.,

"Ensemble des mesures effectuées dans le champ tourbillonnaire d'une aile delta placée à 20° d'incidence dans un écoulement subsonique," ONERA Rapport Technique No. 35/1147 ANG, mai 1986.

Molton, P.,

"Etude expérimentale de l'éclatement tourbillonnaire sur aile delta en écoulement incompressible. Caractérisation du champ externe," ONERA Rapport Technique No. 53/1147 AN, juin 1992.

Molton, P., Afchain, D.,

"Etude au vélocimétrie laser de l'éclatement d'un tourbillon sur une aile delta de 70° de flèche, en écoulement incompressible," 3^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Toulouse, France, septembre 1992.

Molton, P., Barberis, B., Mitchell, A.

"Etude expérimentale de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 70° de flèche en écoulement incompressible. Analyse des répartitions de la pression pariétale, ONERA RT 124/7078 DAFE/N, avril 1999.

Molton, P., Barberis, D., Monnier, J-C., Loiret, P.,

"Etude du décollement tridimensionnel et de son contrôle par vélocimétrie laser et vélocimétrie par images de particules," 6^{ème} congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, ISL, Saint-Louis, France, septembre 1998.

Morris, M.J.,

"Use of Pressure-Sensitive Paints in Low-Speed Flows," IEEE Publication 95CH3482-7, International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities '95, July, 1995.

Morton, S.A., Guy, Y., Morrow, J.A., and Blake, D.C.,

"Numerical Simulation of Periodic Suction and Blowing Control of Vortex Breakdown on a Delta Wing," AIAA-99-195, 17th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Norfolk, VA, June – July 1999.

Myatt, J.H.,

"Modeling the Rolling 65 Deg Delta Wing with Critical State Encounters," AIAA-97-3646, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, New Orleans, LA, Aug. 1997.

Myers, R.B., Taylor, T.D., Murdock, J.W.,

"Pseudo-spectral Simulation of a Two-dimensional Vortex Flow in a Stratified Incompressible Fluid," *Journal of Computational Physics* 43, 1981, pp. 180-188.

Nakamura, Y., Uchida, J.,

"Breakdown Condition of an Axisymmetric Swirling Flow," AIAA-81-4208, Aug. 1981, pp. 1083-1085.

Nawrocki, D.,

"Differential and Vectored Trailing-Edge Jet Control of Delta Wing Vortices," AIAA-95-0008, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Nelson, R.C.,

"Unsteady Aerodynamics of Slender Wings," Aircraft Dynamics at High Angles of Attack: Experiments and Modeling, AGARD-R-776, 1991, pp.1-1 to 1-26.

Nelson, R.C., Visser, K.D.,

"Breaking Down the Delta Wing Vortex," AGARD-CP-494, *Vortex Flow Aerodynamics*, Paper 21, Oct. 1990.

Ng, T.T., Oliver, D.R.,

"Leading-Edge Vortex and Shear Layer Instabilities," AIAA-Paper 98-0313, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1998.

Nguyen, T.T.,

"An Investigation of Vortex Breakdown from the Point of View of Hydrodynamic Stability," Ph.D. Thesis, UC Berkley, CA, 1980.

Olendraru, C., Sellier, A., Rossi, M., Huerre, P.,

"Inviscid instability of the Batchelor Vortex: Absolute-convective Transition and Spatial Branches, *Physics of Fluids*, No. 11, 1999, pp. 1805-1820.

Owens, D.B., Perkins, J.,

"Vortex Suppression on Highly-Swept Wings by Suction Boundary-Layer Control," AIAA-95-0683, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Owen, F.K., Peake, D.J.,

"Vortex Breakdown and Control Experiments in the Ames-Dryden Water Tunnel," Fluid Dynamics Panel Symposium on Aero and Related Hydrodynamic Studies Using Water Facilities, Monterey, CA, Oct. 1986.

Pagan, D.,

"Contribution à l'étude expérimentale et théorique de l'éclatement tourbillonnaire en air incompressible," Thèse de Doctorat, Université de Pierre et Marie Curie, Paris, France, 1989.

Pagan, D.,

"Contribution à l'étude expérimentale et théorique de l'éclatement tourbillonnaire en air incompressible," ONERA Note Technique 1990-12, 1990.

Pagan, D., Benay, R.,

"Numerical Analysis of Vortex Breakdowns Under Pressure Gradients," *La Recherche Aérospatiale*, No. 1988-1, pp.15-27.

Pagan, D., Molton, P.,

"Etudes fondamentales sur l'éclatement tourbillonnaire et son contrôle," AGARD CP-494, *Vortex Flow Aerodynamics*, Paper 23, octobre 1990.

Pagan, D., Molton, P. Solignac, J.L.,

"Etude expérimentale et simulation numérique de l'éclatement d'un tourbillon d'ailettes," ONERA Rapport Technique No. 38/1147 AY, septembre 1988.

Pagan, D., Solignac, J.L.

"Etude expérimentale de la formation des nappes tourbillonnaires sur une aile delta en écoulement incompressible, ONERA Rapport Technique No 34/1147 AY, avril 1985.

Pagan, D., Solignac, J.L.,

"Etude expérimentale de l'éclatement d'un tourbillon engendré par une aile delta," *La Recherche Aérospatiale*, No 3, mai - juin 1986, pp.197-219.

Parmenter, K., Rockwell, D.,

"Transient Response of Leading-Edge Vortices to Localized Suction," *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 6, June 1990, pp. 1131-1132.

Pascal, Ph.,

"Contribution à l'étude d'un écoulement tourbillonnaire en fluide incompressible," Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, mars 1992.

Pascal, Ph.,

"Modélisation d'un tourbillon en écoulement turbulent incompressible," Workshop sur les Ecoulements Tourbillonnaires et Méthodes Numériques, Grenoble, France, juin 1992.

Pascal, Ph., Corbel, B.,

"Etude expérimentale de l'évolution d'un tourbillon d'ailettes dans la soufflerie F2 du centre du Fauga-Mauzac," ONERA Rapport Technique No 50/1147 AN, octobre 1991.

Payne, F.M.,

"The Structure of Leading Edge Vortex Flows Including Vortex Breakdown," Ph.D. Thesis, University of Notre Dame, Indiana, May 1987.

Payne, F.M., Ng, T.T., Nelson, R.C., Schiff, L.B.,

"Experimental Study of the Velocity Field On a Delta Wing," AIAA 87-1231, 19th AIAA Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, Honolulu, HI, June 1987.

Payne, F.M., Ng, T.T., Nelson, R.C., Schiff,

"Visualization and Wake Surveys of Vortical Flow over a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 2, Feb. 1988, pp. 137-143.

Peckham, D.H., Atkinson, S.A.,

"Preliminary Results of Low Speed Wind Tunnel Tests on a Gothic Wing of Aspect Ratio 1.0,"
Aeronautical Research Council ARC Technical Report, C.P. No. 508, T.N. Aero 2504, April 1957.

Pedley, T.J.,

"On the Instability of Rapidly Rotating Shear Flows to Non Axisymmetric Disturbances," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 31, 1968, pp. 603-607.

Pedley, T.J.,

"On the Instability of Viscous Flow in a Rapidly Rotating Pipe," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 35, 1969, pp. 97-115.

Pelletier, A., Nelson, R.C.,

"Factors Influencing Vortex Breakdown Over 70 Degree Delta Wings," AIAA 95-3469, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Baltimore, MD, Aug. 1995.

Pelletier, A., Nelson, R.C.,

"Dynamic Behavior of an 80/65° Double-Delta Wing in Roll," AIAA 98-4353, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Boston, MA, Aug. 1998.

Pilkington, D.J., Wood, N.J.,

"Unsteady Aerodynamic Effects of Trailing Edge Controls on Delta Wings," ICAS-94-10-1.1, 19th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Anaheim, CA, Sept. 1994.

Poincaré, H.,

"Les points singuliers des équations différentielles," C.R Académie des Sciences de Paris, 13-2-1892 et Œuvres Complètes, Vol. 1, 1892.

Poisson-Quinton, Ph.,

"Contrôle du décollement d'une surface portante par un jet transversal," Intervention au Congrès ICAS, Rome, septembre 1970.

Poisson-Quinton, Ph., Erlich, E.,

"Hypersustentation et équilibrage des ailes élancées," Communication au colloque AFITAE, novembre 1964.

Poisson-Quinton, Ph., Werlé, H.,

"Water Tunnel Visualization of Vortex Flow," Brochure 9806, *Astronautics and Aeronautics*, May 1967.

Polhamus, E.C.,

"Prediction of Vortex-Lift Characterized by a Leading-Edge Suction Analogy," *Journal of Aircraft*, Vol. 8, April 1971, pp. 193-199.

Poppleton, E.D.,

"Effect of Air Injection into the Core of a Trailing Vortex," *Journal of Aircraft*, Vol. 8, No. 8, Aug. 1971, pp. 672-673.

Portnoy, H.,

"Unsteady Motion of Vortex-Breakdown Positions on Delta Wings," ICAS-88-6.8.3, 16th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Jerusalem, Israel, Aug. - Sept. 1988, Vol. 2, pp. 1299-1303.

Pouillard, S., Jacquin, L., Geffroy, P.,

"Etude expérimentale d'un jet tournant: qualification de la veine," Rapport Technique ONERA RT 32/1145 DAFE/N, 1999.

Pritchard, W.G.,

"Solitary Waves in Rotating Fluids," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 42, 1970, pp. 61-83.

Raat, J.,

"Vortex Development and Breakdown," AIAA-75-881, 8th AIAA Fluid and Plasma Dynamics Conference, Hartford, CT, June 1975.

Randall, J.D., Leibovich, S.,

"The Critical State : a TrappedWave Model of Vortex Breakdown," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 58, 1973, pp. 495-515.

Rao, D.M.,

"Leading-edge Vortex Flap Experiments on a 74° Delta Wing," NASA CR 159161, 1979.

Rao, D.M.,

"Leading-Edge 'Vortex Flaps' for Enhanced Subsonic Aerodynamics of Slender Wings," ICAS-80-13.5, 12th Congress of the ICAS, *ICAS Proceedings*, Munich, Germany, Oct. 1980, pp. 554-562.

Rao, D.M., Buter, T.A.,

"Experimental and Computations Studies of a Delta Wing Apex-Flap," AIAA-83-1815, AIAA Applied Aerodynamics Conference, Danvers, MA, July 1983.

Rao, D.M., Sharma, G., Telionis, D.,

"Active Control of Vortex Lift at High Angles of Attack," AIAA 95-0653, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Rayleigh, Lord,

"On the Dynamics of Revolving Fluids," *Proc. Royal Society, London*, Ser. A93, 1916, pp. 148-154.

Rediniotis, O.K., Klute, S.M., Hoang, N.T., Telionis, D.P.,

"Pitching-Up Motions of Delta Wings," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 5, 1994, pp. 716-725.

Reisenthel, P.H.,

"Development of a Nonlinear Indicial Model for Maneuvering Fighter Aircraft," AIAA-96-0896, 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1996.

Reynolds, G., Abtahi, A.,

"Three-dimensional Vortex Development, Breakdown and Control," AIAA-89-0998, 2nd AIAA Shear Flow Conference, Tempe, AZ, March 1989.

Ringleb, F.O.,

"Separation Control by Trapped Vortices," *Boundary Layer and Flow Control*, Vol. 1, Pergamon Press, New York, 1961, pp. 265-294.

Roberts, L., Wood, N.J.,

"Control of Vortex Aerodynamics at High Angles of Attack," AGARD FDP, Paper No 12, Madrid, Spain, 2-5 Oct. 1989.

Rockwell, D.,

"Three-dimensional Flow Structure on Delta Wings at High Angle of Attack: Experimental Concepts and Issues," AIAA-93-0550, 31st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1993.

Rorke, J.B., Moffett, R.C.,

"Measurement of Vortex Velocities over a Wide Range of Vortex Age, Downstream Distance and Free Stream Velocity," NASA Contractor Report 145213 N77-30090, Sept. 1977.

Roy, M.,

"Caractères de l'écoulement autour d'une aile en flèche accentuée," *Comptes rendues de l'Académie des Sciences* 234, 1952, pp. 2501-2504.

Roy, M.,

"Sur la théorie de l'aile en delta - Tourbillons d'apex et nappes en cornet," *La Recherche Aérospatiale*, No. 56, 1957.

Roy, M.,

"De la formation des zones tourbillonnaires dans les écoulements à faible viscosité," 3^e Conférence Ludwig Prandtl à Hanover, mai 1959.

Rusak, Z.,

"Dynamics of Vortex Flows in Stream Tube and Transition to Axisymmetric Breakdown," AIAA-98-2859, 2nd AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting, Albuquerque, NM, June 1998.

Rusak, Z., Lamb, D.,

"Prediction of Vortex Breakdown in Leading Edge Vortices Above Slender Delta Wings," AIAA-98-2860, 2nd AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting, Albuquerque, NM, June 1998.

Saffman, P.G.,

Vortex Dynamics, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

Samimy, M., Lele, S.K.,

"Motion of Particles With Inertia in a Compressible Free Shear Layer," *Physics of Fluids*, Vol. 3, No. 8, Aug. 1991, pp. 1915-1923.

Sarpkaya, T.,

"Forced and Periodic Vortex Breakdown," *Journal of Basic Eng. Trans. ASME* No. 66-WA/FE-7, 1-7, 1966.

Sarpkaya, T.,

"On Stationary and Traveling Vortex Breakdowns," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45, Part 3, 1971, pp. 545-559.

Sarpkaya, T.,

"Effect of Adverse Pressure Gradient on Vortex Breakdown," *AIAA Journal*, Vol. 12, No. 5, May 1974, pp. 602-607.

Sarpkaya, T.,

"Vortex Breakdown and Turbulence," AIAA-95-0433, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 1995.

Sarrazin, M.,

"Etude au tunnel hydrodynamique de l'éclatement sur une aile delta de forte flèche a incidence élevée," ONERA Rapport de stage de D.E.S.S., Université de Paris 6, mars - juin 1990.

Satran, D.R., Gilbert, W.P., Anglin, E.L.,

"Low-Speed Stability and Control Wing Tunnel Investigation of Effects of Spanwise Blowing on Fighter Flight Characteristics at High Angles of Attack," NASA TP-2431, May 1985.

Schaeffer, N.W., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P.,

"Controlling of Delta Wing Leading-Edge Vortex with Cavity Flaps," ASME Paper 93-WA/NCA-27, ASME Flow, Acoustics, Interaction and Fluid Flow Control Symposium of the 1993 Winter Annual Meeting, Nov. 1993.

Schaeffer, N.W., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P.,

"Control of Transient Development of Leading-Edge Vortices by Vortex Cavity Flaps," AIAA-94-1857, 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, CO, June 1994.

Seginer, A., Salomon, M.,

"Augmentation of Fighter Aircraft Performance by Spanwise Blowing Over the Wing Leading Edge," NASA-TM-84330, March 1983.

Shah, P.N., Atsavapranee, P., Hsu, T.Y.,

"Turbulent Transport in the Core of a Trailing Half-Delta-Wing Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 387, 1999, pp. 151-175.

Shi, Z., Wu, J.M., Vakili, A.D.,

"An Investigation of Leading-Edge Vortices on Delta Wings with Jet Blowing," AIAA-87-0330, 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 1987.

Shih, C., Ding, Z.,

"Trailing-Edge Jet Control of Leading Edge Vortices of a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 7, July 1996, pp. 1447-1456.

Shi Xungang,

"Numerical simulation of Vortex Breakdown," *Acta Aerodynamica Sinica* (1), 1985, pp. 22-29.

Singh, P.I.,

"The Structure and Stability of a Vortex," Ph.D. Thesis, University of Colorado, Department of Aeronautical Engineering, 1974.

Singh, P.I., Uberoi, M.S.,

"Experiments on Vortex Stability," *The Physics of Fluids*, Vol. 19, No. 12, Dec. 1976, pp. 1858-1863.

Smith, C.W., Ralston, J.N., Mann, H.W.,

"Aerodynamic Characteristics of Forebody and Nose Strakes Based on F-16 Wind Tunnel Test Experience, Vol. 1: Summary and Analysis," NASA CR-3053, July 1979.

Solignac, J.L.,

"Analyse par anémomètre laser des champs moyen et turbulent d'un tourbillon issu d'une aile delta (avec et sans éclatement)," ONERA Rapport Technique No 23/1147 AN, août 1982.

Solignac, J.L.,

"Mesures du champ de vitesse et de pression dans un tourbillon d'aile delta éclatant sous l'effet d'un gradient de pression adverse," ONERA Rapport Technique de Synthèse No 26/1147 AY 132, janvier 1984.

Solignac, J.L.,

"Recherche expérimentale d'un critère d'éclatement pour un tourbillon en écoulement incompressible," ONERA Rapport Technique de Synthèse No 27/1147 AY 132, juillet 1984.

Solignac, J.-L., Benay, R.,

"Etude expérimentale d'écoulement tourbillonnaires soumis à des effets de gradient de pression adverse," ONERA Rapport de Synthèse Finale No. 18.1147AY, 1980.

Solignac, J.-L., Gallon, M.,

"Contribution de la visualisation à l'étude instationnaire de l'éclatement tourbillonnaire," ONERA TP-1992-93, Poitiers, France, juin 1992.

Solignac, J.L., Leuchter, O.,

"Etude expérimentale d'écoulements tourbillonnaires soumis à des effets de gradient de pression adverse," AGARD-CP-342 No, 18, AGARD Symposium on Aerodynamics of Vortical Type Flows in Three Dimensions, Rotterdam, The Netherlands, April 1983.

Solignac, J.L., Pagan, D., Molton, P.,

"Examen de certaines propriétés de l'écoulement à l'extrados d'une aile delta en incidence," ONERA Rapport Technique No 37/1147 AN, septembre 1988.

Solignac, J.L., Pagan, D., Molton, P.,

"Etude expérimentale de l'écoulement à l'extrados d'une aile delta en régime incompressible," *La Recherche Aérospatiale*, No 6, novembre – décembre 1989, pp. 47-65.

Solignac, J.L., Sarrazin, M., Gallon, M.,

"Eclatement de tourbillons d'ailes delta à forte incidence," ONERA Rapport Technique No 49/1147 AN, octobre 1991.

Spall, R.E., Gatski, T.B., Grosch, C.E.,

"A Criterion for Vortex Breakdown," *Physics of Fluids*, Vol. 30, No. 11, 1987, pp. 3434-3440.

Spillman, J., Goodridge, M.,

"Flow Characteristics About a Delta Wing at 15° Incidence With and Without Edge Blowing," Cranfield Report Aero. No. 9, April 1972.

Squire, H.B.,

"Analysis of the Vortex Breakdown Phenomenon. Part I," Imperial College of Science and Technology, Report No. 102, 1960.

Squire, H.B., Jones, J.G., Stanbrook, A.,

"An Experimental Investigation of the Characteristics of some Plane and Cambered 65 Deg Delta Wings at Mach Numbers from 0.7 to 2.0," ARC, *R&M*. No. 3305, 1961.

Srigrarom, S.,

"Vortex Breakdown Suppression Based on Self-induction Mechanism Theory," AIAA-2000-0017 Graduate, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Srigrarom, S., Kurosaka, M.,

"Shaping of Delta Wing Planform to Suppress Vortex Breakdown," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 1, Jan. 2000, pp. 183-186.

Srigrarom, S., Kurosaka, M.,

"Surface Shaping to Suppress Vortex Breakdown on Delta Wings," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 1, Jan. 2000, pp. 186-187.

Srinivas, S., Gursul, I., Batta, G.,

"Active Control of Vortex Breakdown over Delta Wings," AIAA-94-2215, 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, CO, June 1994.

Stephen, E.,

"Analysis of Rolled Delta Wing Flows Using Effective Sweep and Attack Angles," *Journal of Aircraft*, Vol. 32, No. 5, Sept. – Oct. 1995, pp. 978-984.

Stephen, E., Sopirak, D.,

"Effects of Leading-Edge Sweep Angle on Nonzero Trimmed Roll Angles," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 4, Jul. - Aug. 1996, pp. 825-828.

Stewartson, K., Hall, M.G.,

"The Inner Viscous Solution for the Core of a Leading-Edge Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, No. 15, 1963, pp. 306-318.

Suematsu, Y., Ito, T.,

"Vortex Breakdown Phenomena in a Circular Pipe," First Report, Modes of Stationary Breakdown, *Bulletin of the JSME*, vol. 24, No. 193, July 1981, pp. 1137-1144.

Suematsu, Y., Ito, T., Niimi, T., Nakamura, T.,

"Vortex Breakdown Phenomena in a Circular Pipe," Second Report, Flow Modes of Unsteady Type Breakdowns," *Bulletin of the JSME*, Vol. 25, No. 199, Jan. 1982, pp. 38-45.

Sullivan, R.D.,

"A Two-Cell Vortex Solution of the Navier-Stokes Equations," *Journal of the Aerospace Sciences*, Nov. 1959, pp. 767-768.

Tavella, D.A.,

"Lift of Delta Wings with Leading-Edge Blowing," *Journal of Aircraft*, Vol. 25, No. 3, March 1988, pp. 236-243.

Telionis, D.,

"Post Stall Control of Swept Wings," Final Technical Report for AFOSR, 1992 – 1995.

Thompson, S., Batill, S., Nelson, R.C.,

"Unsteady Surface Pressure Distributions on a Delta Wing Undergoing Large Amplitude Pitching Motions," AIAA-90-0311, 28th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan. 1990.

Thompson, S., Batill, S., Nelson, R.C.,

"Separated Flowfield on a Slender Wing Undergoing Transient Pitching Motions," *Journal of Aircraft*, Vol. 28, No. 8, Aug. 1991, pp. 489-495.

Thomson, W.,

"Vibrations of a Columnar Vortex," *Proc. Royal Society, Edinburgh, Scotland*, Vol. 1, March 1880.

Traub, L.W.,

"Simple Prediction Method for Location of Vortex Breakdown on Delta Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 2, March - April 1996, pp. 452-453.

Traub, L.W.,

"Prediction of Delta Wing Leading-Edge Vortex Circulation and Lift Curve Slope," *Journal of Aircraft*, Vol. 34, No. 3, May - June 1997, pp. 450-452.

Traub, L.W.,

"Prediction of Vortex Breakdown and Longitudinal Characteristics of Swept Slender Planforms," *Journal of Aircraft*, Vol. 34, No. 3, May - June 1997, pp. 353-359.

Traub, L.W., Rediniotis, O.K., Klute, S.M., Moore, C.T., Telionis, D.P.,
"Instabilities of Vortex Breakdown; Their Structure and Growth," AIAA-95-2308, 26th AIAA Fluid Dynamics Conference, June 1995.

Traub, L.W., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P.,
"Instabilities of Vortex Breakdown: Their Structure and Growth," AIAA-95-2308, 13th AIAA Applied Aerodynamics Conference, July 1995.

Trebbles, W.J.G.,
"Exploratory Investigation of the Effects of Blowing from the Leading-Edge of a Delta Wing," RAE Tech Report No. 66125, ARC 28391, 1966.

Tromp, J.C., Beran, P.S.,
"Temporal Evolution of Three-dimensional Vortex Breakdown from Steady, Axisymmetric Solutions," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 3, March 1996, pp. 632-634.

Tromp, J.C., Beran, P.S.,
"The Role of Non-unique Axisymmetric Solutions in 3-D Vortex Breakdown," *Physics of Fluids*, Vol. 9, No. 4, April 1997, pp. 992-1002.

Tsai, C.Y., Widnall, S.E.,
"Examination of Group Velocity Criterion for Breakdown of Vortex Flow in a Divergent Duct," *Physics of Fluids*, Vol. 23, No. 5, 1980, pp. 864-870.

Van Den Berg, J., Hoeijmakers, F., Brandsma, F.,
"Numerical Investigation into Vortical Flow about a Delta Wing Configuration up to Incidences at which Vortex Breakdown Occurs in Experiment," AIAA-94-0621, 32nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1994.

Verhaagen, N.G.,
"The Entrainment Effect of a Leading-Edge Vortex," AIAA-85-1584, AIAA 18th Fluid Dynamics and Plasmadynamics and Laser Conference, Cincinnati, OH, July 1985.

Verhaagen, N.G.,
"Boundary Layer Effects of the Flow of a Leading-Edge Vortex," AIAA -93-3463, 11th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Monterey, CA, Aug. 1993.

Verhaagen, N.G.,
"Tunnel Wall Effect on the Flow around a 76/40° Double Delta Wing," AIAA -98-0312, 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1998.

Verhaagen, N.G.,

"Effects of Sideslip on the Flow Over a 65-deg Delta Wing," AIAA-2000-0977, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 2000.

Verhaagen, N.G., Jenkins, L.N., Kern, S.B., Washburn, A.E.,

"A Study of the Vortex Flow over a 76/40-deg Double-Delta Wing," AIAA 95-0650, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Verhaagen, N.G., Kruiserink,

"The Entrainment Effect of a Leading-Edge Vortex," AIAA-85-1584, 18th AIAA Fluids Dynamics and Plasmadynamics and Lasers Conference, Cincinnati, OH, July, 1985.

Verhaagen, N.G., Van Ransbeeck, P.,

"Experimental and numerical investigation of the flow in the core of a leading edge vortex," AIAA-90-0384, 28th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1990.

Visbal, M.R.,

"Onset of Vortex Breakdown Above a Pitching Delta Wings," *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, Aug. 1994, pp. 1568-1575.

Visbal, M.R.,

"Computational and Physical Aspects of Vortex Breakdown on Delta Wings," AIAA 95-0585, 33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 1995.

Visser, K.D., Iwanski, K.P., Nelson, R.C., Ng, T.T.,

"Control of Leading Edge Vortex Breakdown by Blowing," AIAA 88-0504, 26th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 1988.

Visser, K., Nelson, R.C.,

"Measurements of Circulation and Vorticity in the Leading-Edge Vortex of a Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 1, Jan. 1993, pp. 104-111.

Vorobieff, P.V., Rockwell, D.O.,

"Multiple-Actuator Control of Vortex Breakdown on a Pitching Delta Wing," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 10, Oct. 1996, pp. 2184-2186.

Vorobieff, P.V., Rockwell, D.O.,

"Vortex Breakdown on Pitching Delta Wing: Control by Intermittent Trailing-Edge Blowing," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 4, April 1998, pp. 585-589.

Wahls, R.A., Vess, R.J., Moskovitz, C.A.,

"Experimental Investigation of Apex Fence Flaps on Delta Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 23, No. 10, Oct 1986, pp. 789-797.

Washburn, A.E., Visser, K.D.,

"Evolution of Vortical Structures in the Shear Layer of Delta Wings," AIAA-94-2317, 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, CO, June 1993.

Wedemeyer, E., H.,

"Vortex Breakdown," AGARD-VKI Lecture Series 121, High Angle of Attack Aerodynamics, 1982.

Wentz, W.H., Jr., Kohlman, D.,

"Vortex Breakdown on Slender Sharp-Edged Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 8, No. 3, March 1971, pp. 156-161.

Werlé, H.,

"Visualisation en tunnel hydrodynamique," *La Recherche Aéronautique*, No 33, 1953.

Werlé, H.,

"Quelques résultats expérimentaux sur les ailes en flèche, aux faibles vitesses, obtenus en tunnel hydrodynamique," *La Recherche Aéronautique*, No 41, septembre – octobre 1954.

Werlé, H.,

"Aperçu sur les possibilités expérimentales du tunnel hydrodynamique à visualisation de l'ONERA," Note Technique No. 48, 1958.

Werlé, H.,

"Essai de vérification de la conicité de l'écoulement autour d'une aile delta," *La Recherche Aéronautique*, No. 63, 1958.

Werlé, H.,

"Quelques observations en tunnel hydrodynamique sur les bourrelets de bord d'attaque," *La Recherche Aéronautique*, No. 70, 1959.

Werlé, H.,

"Sur l'éclatement des tourbillons d'apex d'une aile delta aux faibles vitesses," *La Recherche Aéronautique*, No. 74, janvier – février 1960.

Werlé, H.,

"Tourbillons d'ailes mince très élancées," *La Recherche Aérospatiale*, No. 109, 1965.

Werlé, H.,

"Sur l'éclatement des tourbillons," ONERA Note Technique No. 175, 1971.

Werlé, H.,

"Hydrodynamic flow visualisation," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 5, 1973.

Werlé, H.,

"Sur l'écoulement au bord d'attaque d'un profil portant," *La Recherche Aéronautique*, No. 1973-4, 1973.

Werlé, H.,

"Etude phénoménologique de la formation et de l'éclatement des tourbillons au tunnel hydrodynamique TH2," ONERA Rapport Technique No 29/1147 AY, septembre 1985.

Werlé, H., Fiant, C.,

"Visualisation hydrodynamique de l'écoulement à basse vitesse autour d'une maquette d'avion du type 'Concorde'," *La Recherche Aéronautique*, No. 102, 1964.

Werlé, H., Gallon, M.,

"Contrôle d'écoulements par jet transversal," ONERA Extrait de l'Aéronautique et l'Astronautique No. 34, 1972, pp. 22-33.

Werlé, H., Solignac, J.L.,

"Bulbes de recirculation au sein d'un sillage," *La Recherche Aéronautique* No. 1977-1, pp. 15-30.

Wilson, J.D.,

"Calculation of Vortex Breakdown Locations for Flow Over Delta Wings," *Journal of Aircraft*, Vol. 14, No 10, Oct. 1977, pp. 1020-1022.

Wood, N.J., Lee, K.T., Roberts, L.,

"Dynamic Control of Vortical Flow on Delta Wings at High Angles of Attack," AIAA-88-4333, AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Minneapolis, MN, Aug. 1988.

Wood, N.J., Roberts, L.,

"Control of Vortical Lift on Delta Wings by Tangential Leading-Edge Blowing," *Journal of Aircraft*, Vol. 25, No. 3, March 1988, pp. 236-243.

Wood, H.J., Roberts, L., Celik, Z.,

"Control of Asymmetric Vortical Flows over Delta Wings at High Angles of Attack," *Journal of Aircraft*, Vol. 27, No. 5, May 1990, pp. 429-435.

Yeh, D.T., Travella, D.A., Roberts, L., Fujii, K.

"Navier-Stokes Computation of the Flow Field over Delta Wings with Spanwise Leading-Edge Blowing,"
AIAA-88-2558, , 6th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Williamsburg, VA, June 1988.

9. ANNEXE

9.1. Annexe 1 : Tableaux bibliographiques

Tableau 9.1 : Etudes expérimentale sur l'écoulement tourbillonnaire et l'éclatement.

Auteur	Date	Aspects clés
Addington	1998	Aile delta, topologie, éclatement, états critiques
Addington et Nelson	1998	Aile delta, topologie, états critiques
Afchain	1988	Aile delta, ailettes, vélocimétrie laser, éclatement, contrôle
Afchain <i>et. al.</i>	1983, 1991, 1992, 1993	Aile delta, ailettes, vélocimétrie laser, éclatement, contrôle
Arena	1989, 1990, 1992	Aile delta, "wing rock"
Ayoub et McLachlan	1987	Aile delta, interaction des tourbillons
Barberis	1993, 1994	Décollement tridimensionnel
Beutner	1998	Vélocimétrie digitale et globale (DGV)
Billant, Chomaz, Heurre	1998	Jet tournant, éclatement
Brucker	1993	Aile delta, éclatement, vélocimétrie par images de particules(PIV)
Brucker et Althaus	1992, 1995	Aile delta, éclatement, vélocimétrie par images de particules(PIV)
Carcaillet, Manie, Pagan, Solignac	1986	Aile delta
Chanaud	1965	Tourbillon confiné, "vortex whistle", oscillation
Chanetz	1986	Ogive-cylindre, topologie
Chigier	1974	Aile delta, éclatement, vélocimétrie laser
Cornish	1983	Aile delta, écoulement tourbillonnaire
Délery	1988, 1990, 1992, 1994	Topologie, aile delta, ogive-cylindre
Délery, Horowitz, et al	1984	Aile delta, éclatement, supersonique
Délery et Molton	1994	Aile delta, éclatement, topologie
Délery, Pagan, Solignac	1987	Ailettes, éclatement, mesures, contrôle
Deng, Gursul	1996	Aile delta, instabilité
Donohoe et Bannick	1997	Aile delta, supersonique
Earnshaw	1964	Aile delta, visualisations
Elle	1958, 1960	Aile delta, visualisations, éclatement
Ericsson	1998	Aile delta, interférence des parois,
Escudier	1984, 1988	Tourbillon confiné, vélocimétrie laser, critère pour l'éclatement

Escudier et Keller	1983, 1985	Tourbillon confiné, vélocimétrie laser, critère pour l'éclatement - transition de 2 états
Escudier <i>et. al.</i>	1980, 1982	Tourbillon confiné, vélocimétrie laser, structure de l'éclatement et la zone de recirculation
Faler	1976	Tourbillon confiné, mesures de l'écoulement, vélocimétrie laser, types d'éclatement
Faler et Leibovich	1977, 1978	Tourbillon confiné, mesures, types d'éclatement
Fennel	1971	Aile delta
Gad-El-Hak et Blackwelder	1985	Sous-structures dans la nappe de cisaillement
Garg et Leibovich	1979	Tourbillon confiné, fluctuations de l'éclatement
Germain	1955	Tourbillons de bout d'aile
Greenwell et Wood	1992	Aile delta, mesures de pression stationnaire
Gursul <i>et. al.</i>	1994, 1995, 1998, 2000	Aile delta, fluctuations, tangage
Gursul et Xie	1998, 1999	Instabilité
Harvey	1962	Tourbillon confiné, éclatement spiral et bulbe
Ho	1995	Tourbillons, éclatement, contrôle
Hoang, Rediniotis, Telionis	1993	Aile delta
Horowitz	1984	Interaction choc/tourbillon et éclatement
Huang, Sun, Hanff	1997	Aile delta, états critique, visualisation pariétale
Hummel	1965, 1967, 1978	Aile delta, mesures des forces et pressions
Hummel et Srinivasan	1967	Aile delta, mesures de portance, traînée et moments
Jenkins	1994, 1997	Aile delta
Jenkins, Myatt, Hanff	1996	Aile delta, états critiques
Jobe	1998	Ailes delta
Jobe, Hsia, Jenkis, Addington	1996	Aile delta, états critiques
Jupp, Coton, Green, Balbraith	1998	Aile delta, mesures de pression instationnaire
Kegelman et Roos	1989	Aile delta, bords d'attaques différents
Kirkpatrick	1964	Tourbillon confiné, mesures par pitot
Lambourne	1965	Aile delta, visualisation
Lambourne et Bryer	1961	Aile delta, visualisation, éclatement spiral et bulbe, contrôle

Lawford et Beauchamp	1961	Aile delta, visualisation
Lee et Ho	1989	Aile delta
Leibovich	1978, 1984	Tourbillon confiné, éclatement, vélocimétrie laser
LeMay, Batill, Nelson	1988	Aile delta, tangage
Leuchter et Solignac	1983	Ailette
Lopez	1994	Aile delta
Lourenco, Shih, VanDommelen, Krothapalli	1995	Aile delta, tangage
Lowson <i>et. al.</i>	1989, 1995	Aile delta, visualisation, vélocimétrie laser, sous-structures dans la nappe de cisaillement
Magness, Robinson, Rockwell	1992	Aile delta, PIV
Menke	1996	Aile delta, oscillation de l'éclatement
Menke et Gursul	1997, 1999	Aile delta, oscillation de l'éclatement
Menke, Yang, Gursul	1996, 1999	Aile delta, oscillation de l'éclatement
Mirande, Solignac, Benay	1981	Aile delta
Molton	1984, 1986, 1992	Ailette, aile delta
Molton, Barberis, Monnier, Loiret	1998	Aile delta
Myatt	1997	Aile delta, états critiques
Nelson	1991	Aile delta, mesures, tangage
Ng	1998	Aile delta, instabilité, sous-structures
Pagan	1989, 1990	Aile delta, ailettes, mesures, vélocimétrie laser, contrôle
Pagan et Benay	1988	Aile delta
Pagan, Molton, Solignac	1988	Ailette, aile delta
Pagan et Molton	1990	Ailette
Pagan et Solignac	1985, 1986	Aile delta
Pascal	1992	Tourbillon d'ailettes, vélocimétrie laser
Pascal et Corbel	1991	Tourbillon d'ailettes, vélocimétrie laser
Payne	1987	Aile delta, visualisation, vélocimétrie laser
Payne, Ng, Nelson et Schiff	1988	Aile delta, visualisation, vélocimétrie laser
Peckham et Atkinson	1957	Aile delta, aile gothiques, visualisation
Pelletier et Nelson	1995, 1998	Aile delta, effets des parois
Poisson-Quinton <i>et. al.</i>	1964, 1967	Aile droites et ailes de fortes flèches
Portnoy	1988	Aile delta, oscillation de l'éclatement, interaction des tourbillons
Pouillard, Jacquin et Geffroy	1999	Jet tournant

Rediniotis, Klute, Hoang, Telionis	1994	Aile delta en tangage
Rockwell	1993	Aile delta, contrôle, PIV
Rusak <i>et. al.</i>	1998	Éclatement tourbillonnaire
Sarpkaya	1966, 1971, 1974, 1995	Tourbillon confiné, types d'éclatement (bulbe, spiral, double hélice)
Sarrazin	1990	Aile delta, tunnel hydrodynamique
Smith, Ralston, Mann	1979	Tourbillons du nez de fuselage
Solignac <i>et. al.</i>	1980, 1982, 1983, 1984, 1988, 1989, 1991, 1992	Aile delta, ailettes, éclatement, gradient de pression adverse
Solignac, Sarrazin, Gallon	1991	Aile delta, oscillation de l'éclatement, tunnel hydrodynamique
Solignac et Benay	1980	Aile delta
Solignac et Gallon	1992	Aile delta, tunnel hydrodynamique
Stephen <i>et. al.</i>	1995, 1996	Aile delta, roulis
Thompson, Batill, Nelson	1990, 1991	Aile delta, tangage
Traub <i>et. al.</i>	1995, 1996	Instabilités
Verhaagen	1985, 1993, 1998, 2000	Aile delta, double delta
Visser et Nelson	1993	Aile delta, circulation et rotationnel
Wentz et Kohlman	1971	Aile delta, effets d'incidence et flèche, mesures de portance, traînée et moments
Werlé	1953, 1954, 1959, 1960, 1965, 1971, 1973, 1985	Visualisation, tunnels hydrodynamiques, ailes delta, contrôle, éclatement
Werlé <i>et. al.</i>	1964, 1972, 1977	Aile delta

Tableau 9.2 : Etudes théorique et numérique sur l'écoulement tourbillonnaire et l'éclatement.

Auteur	Date	Aspects clés
Arena et Nelson	1989	Aile delta, "wing rock"
Batchelor	1967	Mécanique des fluide (livre)
Benay	1983, 1984	Numérique Navier-Stokes
Benjamin	1962, 1965, 1967	Propagation d'ondes, transition supercritique- subcritique
Bossel	1967, 1968, 1969, 1970, 1972	Analogie avec décollement, quasi-cylindrique
Brandt	1995	Numérique, vortex lattice methode
Brown et Michael	1955	Aile delta, décollement
Burgers	1948	Solution analytique
Cary	1997, 1998	Eclatement, spirale, dissymétrie, numerique
Cheung, Jumper et Nelson	1995	Aile delta, numérique
Darmofal	1993	Eclatement, numerique
Delbende, Chomaz et Huerre	1998	Instabilités
Van den Berg, Hoeijmakers et Brandsma	1994	Numérique
Ekaterinaris et Schiff	1990	Numérique
Escudier et Keller	1983, 1985	Transition entre 2 états (super- et subcritiques)
Fraenkel	1967	Etats conjugués, propagation d'ondes
Gartshore	1962	Quasi-cylindrique, analogie de décollement,
Grabowski et Berger	1976	Solutions analytiques et numériques
Guiraud	1956	Méthodes asymptotiques, analytique
Hall	1960, 1965, 1967, 1972	Quasi-cylindrique, analogie avec décollement
Hirschel	1996	Numérique
Huang et Chow	1996	Numérique
Huang, Sun et Hanff	1997, 2000	Etat critique, enduit visqueux
Jones	1960	Instabilité, numérique
Jumper, Nelson et Cheung	1993	Rotationnel (model simple)
Legendre	1952, 1953, 1954, 1959, 1965, 1977, 1981	Quasi-cylindrique, analogie avec décollement
Leibovich	1970, 1978, 1984, 1985	Etat critique, propagation d'ondes, perturbations dissymétriques, instabilité
Leibovich et Ma	1983	Onde solitaire
Leibovich et Stewartson	1983	Etat critique
Ludwig	1961, 1962, 1970	Instabilité

Mager	1972	Quasi-cylindrique, critère type point singulier
Nakamura et Uchida	1981	Analyse par méthode intégrale
Nguyen	1980	Instabilité, perturbations spirales
Polhamus	1971	Portance due au tourbillons
Raat	1975	Quasi-cylindrique, analyse par méthode intégrale
Randall et Leibovich	1973	Propagation d'ondes
Roy	1952, 1957, 1959	Décollement tridimensionnel, tourbillons
Saffman	1992	Tourbillons (livre)
Shah, Atsavaprane et Hsu	1999	Simulation directe
Shi	1985	Solution numérique, dépendance avec le temps
Squire <i>et. al.</i>	1960, 1961	Propagation d'ondes, écoulement critique
Suematsu, Ito Niimi et Nakamura	1982	Instabilité
Sullivan	1959	Solution analytique, cercles limites
Traub	1996, 1997	Instabilités
Tromp et Beran	1996, 1997	Numérique
Tsai et Widnall	1980	Critère de vitesses de groupe
Visbal	1994, 1995	Numérique

Tableau 9.3 : Liste chronologique des études expérimentales sur le contrôle de l'écoulement tourbillonnaire et de l'éclatement.

9.3a) Méthodes mécaniques

Auteur	Date	Aspects clés
Werlé	1960	Obstacle à l'aval de l'aile
Smith, Ralston, Mann	1979	Virures, extensions de bord d'attaque (F-16, F-18)
Lamar	1980	Virures
Frink et Lamar	1981	Virures
Rao	1979, 1980	Volets de bord d'attaque
Marchman	1981	Volets de bord d'attaque
Marchman et Grantz	1982	Volets de bord d'attaque et de bord de fuites
Marchman et Terry	1983	Virures et volets
Rao et Buter	1983	Volets d'apex
Hoffler et Rao	1984	Volet d'onglet (Vortex tab)
Wahls, Vess, Moskovitz	1986	Barrières d'apex
Klute et al.	1993	Volet d'apex
Schaeffer, Rediniotis, Telionis	1993	Volet de cavité
Hebbar	1994	Virures, double delta
Pilkington et Wood	1994	Volets de bord de fuites
Srinivas, Gursul, Batta	1994, 1995	Changement de l'angle de flèche
Gursul	1995	Volets, changement de l'angle de flèche
Gursul, Yang, Deng	1995	Changement de l'angle de flèche
Rao, Sharma, Telionis	1995	Volets oscillants
Vorobieff et Rockwell	1996	Volets de bord d'attaque et de bord de fuites
Deng et Gursul	1996	Volets de bord d'attaque
Srigrarom	2000	Bord d'attaque sinusoïdal

9.3b) Méthodes pneumatiques – aspiration

Auteur	Date	Aspects clés
Werlé	1960	Dans la région de recirculation
Lambourne et Bryer	1960, 1961	Aval du bord de fuite
Hummel	1967	Au bord de fuite
Cornish	1970, 1983	Aile delta, soufflage
Parmenter et Rockwell	1990	Sur l'extrados, en aval de la position d'éclatement
Owens et Perkins	1995	Le long du bord d'attaque - intrados et extrados
McCormick et Gursul	1996	Le long du bord d'attaque
Maines, Moeller et Rediniotis	1999	Le long du bord d'attaque

9.3c) Méthodes pneumatiques – soufflage au bord de fuite

Auteur	Date	Aspects clés
Legendre	1954	Théorie
Werlé et Fiant	1964	Réacteurs de type Concorde - intrados
Helin	1994	$0 < V_R < 8$
Nawrocki	1995	Symétrique et dissymétrique, jets orientables $\pm 45^\circ$
Shih et Ding	1996	Jets orientables de 30° vers le haut à 45° vers le bas
Vorobieff et Rockwell	1998	37 trous le long le bord de fuite
Mitchell, Molton, Barberis, Détery	1999	$0 < V_R < 15$, symétrique et dissymétrique

9.3d) Méthodes pneumatiques – soufflage ailleurs

Auteur	Date	Aspects clés
Werlé	1960, 1971	Dans la direction de l'axe du tourbillon, contre la direction de l'axe du tourbillon
Alexander	1963	Le long le bord d'attaque
Trebbles	1966	Normal au bord d'attaque
Dixon	1969	Transversal, "spanwise blowing"
Cornish	1970, 1983	Transversal
Poisson-Quinton	1970	Transversal
Werlé et Gallon	1972	Transversal
Spillman et Goodridge	1972	Le long du bord d'attaque
Bradley et Wray	1974	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Bradley, Whitten et Wray	1976	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Campbell	1976	Parallèle au bord d'attaque
Dixon, Dansby et Poisson-Quinton	1978	Transversal
Anglin et Satran	1979	Transversal
Ericksen	1979	Selon l'envergure (F-5)
Seginer et Salomon	1983	Parallèle au bord d'attaque
Satran, Gilbert et Anglin	1985	Transversal
Owen et Peake	1986	En aval de l'aile
Er-El et Seginer	1986	Parallèle au bord d'attaque
Shi	1987	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Visser, Iwanski, Nelson et Ng	1988	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Wood et Roberts	1988	Tangentiel avec bord d'attaque arrondis
Wood, Lee et Roberts	1988	Tangentiel avec bord d'attaque arrondis
Iwanski, Ng et Nelson	1989	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Pagan, Molton et Solignac	1988	Ailettes, soufflage dans l'axe
Reynolds et Abtahi	1989	Appliqué à la position d'éclatement
Roberts et Wood	1989	Tangentiel avec bords d'attaque arrondis

Pagan	1990	Ailettes, soufflage dans l'axe
Pagan et Molton	1990	Ailettes, soufflage dans l'axe
Afchain et Deluc	1992	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Miller et Gile	1992	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Laval-Jeantet	1993	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Rockwell	1993	Bilan des méthodes de contrôle
Johari et Moreira	1996	Parallèle au bord d'attaque, continue et pulsé
Hong, Celik, Roberts	1996	Le long du bord d'attaque
Kuo, Lu, Lin	1997	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Guillot, Gutmark, Garrison	1998	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Kuo et Lu	1998	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Loiret et Afchain	1998	Dans la direction de l'axe du tourbillon
Mitchell, Barberis, Molton, Détery	1998, 1999, 2000	Dans la direction de l'axe du tourbillon

9.3e) Méthodes pneumatiques – aspiration et soufflage

Auteur	Date	Aspects clés
Gad-El-Hak et Blackwelder	1987	Contrôle des sous-structures dans la couche de cisaillement
Magness, Robinson et Rockwell	1989	Contrôle et analyse d'échelles de temps
Gu, Robinson et Rockwell	1993	Tangentiel avec bords d'attaque arrondis
Guy, Morrow, McLaughlin et Wynagnski	1999, 2000	Le long du bord d'attaque, pulsé (comme un jet synthétique)

9.2. Annexe 2 : Publications

Au cours de la thèse, j'ai présenté 6 papiers en congrès, un papier en coopération avec les autres chercheurs dans le cadre du PRF "Contrôle Actif de l'écoulement" de l'Onera, et j'ai proposé trois articles pour publication dans des journaux. A ce jour, mon premier article dans l'*AIAA Journal* est sorti en mai 2000. L'article pour le *Journal of Aircraft* a été soumis en septembre 1999 mais l'éditeur a démissionné et la procédure a été reprise en janvier 2000. Le deuxième article pour l'*AIAA Journal* a été récemment soumis en avril 2000. J'attends encore la réponse de ces deux journaux. Ces articles et ces papiers ont les références suivantes :

Articles :

- Mitchell, A.M., Barberis, D., Molton, P., Délerly, J., "Oscillation of Vortex Breakdown Location and Control of the Time-Averaged Location by Blowing," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 5, May 2000, pp. 793-803.
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Délerly, J., "Control of Leading-edge Vortex Breakdown by Trailing Edge Injection", *Journal of Aircraft*, soumis en septembre 1999. (article fait à partir du papier AIAA-99-3202)
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Délerly, J., "Control of Vortex Breakdown by Along-the-Core Blowing," *AIAA Journal*, soumis en avril 2000. (article fait à partir du papier AIAA-00-2608)

Papiers :

- Mitchell, A.M., Barberis, D., Molton, P., "Experimental Studies of Control Techniques for Incompressible 3-D Separation and Vortex Breakdown," AIAA-00-4415, 18th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Denver, CO, 14-17 Aug. 2000. (présentation prévue en août 2000)
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Gobert, J.-L., "Control of Vortex Breakdown by Along-the-Core Blowing", AIAA-00-2608, AIAA Fluids 2000 Conference, Denver, CO, 19-22 June 2000. (Invited)
- Gobert, J.-L., Barberis, D., Mitchell, A.M., Molton, P., Archambaud, J.-P., Pailhas, G., Corrége, M., "Active Flow Control Activities at Onera," Paper No. 14, RTO AVT Symposium on Active Control Technology for Enhanced Performance Operation Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles, Braunschweig, Germany, 8-11 May 2000.
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Délerly, J., "Characterization of Vortex Breakdown by Flow Field and Surface Measurements", AIAA-2000-0788, 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 10-13 Jan. 2000.
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Délerly, J., "Control of Vortex Breakdown Location by Symmetric and Asymmetric Blowing", AIAA-99-3652, 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA, 28 June - 1 July 1999.
- Mitchell, A.M., Molton, P., Barberis, D., Délerly, J., "Control of Leading-edge Vortex Breakdown by Trailing Edge Injection", AIAA-99-3202, 17th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Norfolk, VA, 28 June - 1 July 1999.
- Mitchell, A.M., Barberis, D., Délerly, J., "Oscillation of Vortex Breakdown Location and Its Control by Tangential Blowing", AIAA-98-2914, 29th AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, N.M., 15-18 June 1998.

Onera Rapport Techniques :

- Molton, P., Barberis, B., Mitchell, A., "Etude expérimentale de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta de 70° de flèche en écoulement incompressible. Analyse des répartitions de la pression pariétale, ONERA RT 124/7078 DAFE/N, avril 1999.