

LOUIS LAMONTAGNE

**MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE POUR LA MESURE  
DES COEFFICIENTS AÉRODYNAMIQUES 2-D  
DES AILES À FAIBLES *RE***

Mémoire  
présenté  
à la Faculté des études supérieures  
de l'Université Laval  
pour l'obtention  
du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

Département de génie mécanique  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL  
QUÉBEC

MAI 2000

© Louis Lamontagne, 2000



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*Our file Notre référence*

**The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.**

**The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.**

**L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.**

**L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.**

0-612-51147-2

**Canada**

# Résumé

Cette étude vise à implémenter et à évaluer de façon critique une méthodologie expérimentale pour la mesure en soufflerie des coefficients aérodynamiques 2-D des ailes à faible Reynolds ( $Re = 370\,000$ ). Cette méthodologie utilise les techniques classiques d'intégration de la pression pariétale pour estimer la portance et d'inspection du sillage pour déterminer la traînée.

Principales observations :

- Malgré la petitesse du sillage, les effets de la turbulence et les difficultés de mesure de la pression statique, le pitot statique reste un instrument plus pratique que la sonde fil chaud pour déterminer la traînée.
- Les méthodes classiques d'intégration de sillage sont légèrement améliorées par une formulation du volume de contrôle considérant les frontières.
- À bas  $Re$  (pour l'aile et les parois de la soufflerie), le problème de détermination des coefficients se complique par la présence d'un fort gradient de pression longitudinal et l'apparition de variations des mesures de traînée selon la coupe le long de l'envergure.

Louis Lamontagne

Guy Dumàs

# Avant-propos

Après quatre ans de travail, voici enfin l'aboutissement de cette maîtrise. Comme quoi ce qui débute petit peut facilement prendre de l'ampleur. Sans l'enthousiasme de mon directeur, le professeur Guy Dumas, et des professeurs Yvan Maciel et Jean Lemay, il est certain que je n'aurais jamais autant persévéré. Je désire les remercier pour l'intérêt accordé au projet, le support qu'ils m'ont apporté ainsi que la formation reçue tout au long du processus de recherche.

Pour leur soutien financier je désire remercier les professeurs Guy Dumas et Yvan Maciel ainsi que les autorités du fond de recherche FCAR.

La composante fondamentale du montage, l'aile, n'aurait pu être aussi bien réalisée sans l'aide du modéliste Martin Lefebvre. Je le considère comme un grand artiste et il a toute ma reconnaissance.

Je remercie M. Martin Deslauriers qui était mon coéquipier sur le projet ainsi que tous les autres étudiants du LMF et du LMFN que j'ai côtoyés pour leur aide et leurs conseils. Je voudrais également remercier tous les intervenants du département de Génie Mécanique qui m'ont conseillé et m'ont rendu de très bons services.

# Table des matières

Résumé	i
Avant-propos	ii
Table des matières	iii
Liste des tableaux	v
Liste des figures	vi
Nomenclature	x
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2 Portance et traînée, théorie expérimentale</b>	<b>6</b>
2.1 Calcul du $C_l$ . . . . .	6
2.2 Mesure du $C_d$ par inspection du sillage . . . . .	7
2.2.1 Méthode de Betz . . . . .	9
2.2.2 Méthode de Jones . . . . .	12
2.2.3 Méthode de Squire & Young . . . . .	13
2.2.4 Méthode de Betz adaptée pour les effets de turbulence et de gradient de pression . . . . .	15
2.3 Corrections . . . . .	19
<b>3 Montage expérimental</b>	<b>23</b>
3.1 Soufflerie et section d'essais . . . . .	23
3.2 Chaîne d'acquisition de données . . . . .	25
3.3 Aile . . . . .	29
3.3.1 Fabrication de l'aile-98 . . . . .	30
3.3.2 Précision géométrique de l'aile-98 . . . . .	31

3.3.3	Prises de pression pariétale . . . . .	34
3.3.4	Suggestions pour la fabrication des prochaines ailes . . . . .	37
3.4	Système de déplacement pour l'inspection du sillage . . . . .	38
3.4.1	Sonde à fil chaud droit . . . . .	38
3.4.2	Sonde à 2 trous (directionnelle) . . . . .	42
3.4.3	Sonde de pitot statique . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>46</b>
4.1	Résultats des prises de pression pariétale du profil . . . . .	46
4.2	Coefficients de portance expérimentaux . . . . .	49
4.3	Résultats des inspections de sillage . . . . .	52
4.4	Résultats des mesures sur les murs de la section d'essais . . . . .	55
4.5	Calculs et comparaisons des $C_d$ . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Conclusion et recommandations</b>	<b>66</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Validation du terme de propulsion pour une source confinée</b>	<b>75</b>
<b>B</b>	<b>Résultats expérimentaux additionnels</b>	<b>76</b>
<b>C</b>	<b>Détails sur Xmur</b>	<b>95</b>
<b>D</b>	<b>Résultats CMM additionnels</b>	<b>102</b>
<b>E</b>	<b>Détails sur les corrections de compressibilité</b>	<b>107</b>
<b>F</b>	<b>Photos</b>	<b>109</b>

# Liste des tableaux

2.1	Contributions des termes de portance pour un profil NACA 0012. . . .	7
3.1	Détails des quantités mesurées par la chaîne d'acquisition de données. .	26
3.2	Positions théoriques des prises de pression (en pouces). . . . .	35
4.1	Résultats des calculs de $C_l$ expérimentaux et incertitudes. . . . .	51
4.2	Estimations des termes de correction de turbulence pour la méthode Betz adaptée. . . . .	54
4.3	Épaississement des couches limites (épaisseur de déplacement $\delta^*$ ) sur les parois de la section d'essais. . . . .	56
4.4	Estimations des termes de correction pour la méthode Betz adaptée, $\frac{x_m}{c} = -0.5$ à $1.25$ . . . . .	59
4.5	Comparaisons des prédictions de $C_d$ (sans correction) selon les différentes configurations et les différentes méthodes. . . . .	62
4.6	Mesures expérimentales corrigées des $C_d$ . . . . .	63
B.1	Positions mesurées des prises de pression (en pouces) et valeurs mesurées des $C_p$ pour les différents angles d'attaques. . . . .	77

# Liste des figures

2.1	Paramètres et système de coordonnées pour un profil d'aile. . . . .	6
2.2	Représentation schématique de la méthode de Betz. . . . .	10
2.3	Représentation schématique de la méthode de Jones. . . . .	13
2.4	Représentation schématique de la méthode de Squire & Young. . . . .	14
2.5	Représentation schématique de la méthode de Betz adaptée . . . . .	15
2.6	Lignes de courant des écoulements d'un tourbillon et d'une source confinés. 17	
2.7	$C_p$ sur les frontières pour une source et un tourbillon. . . . .	18
3.1	Schéma de la section d'essais. . . . .	24
3.2	Schéma de la chaîne d'acquisition de données. . . . .	27
3.3	Différences en pouce entre les mesures CMM sur l'aile-98 et une aile de profil NACA 0012 . . . . .	32
3.4	Courbes théoriques de $C_l$ et de $C_d$ pour le profil NACA 0012 et les deux profils de l'aile-98 mesurés à la CMM. . . . .	33
3.5	Comparaison entre les positions théoriques et mesurées des prises de pression pariétale. . . . .	36
3.6	Convergence statistique des mesures au fil chaud. $\alpha = 8^\circ$ et inspection à $\frac{1}{2}$ corde derrière le bord de fuite de l'aile. . . . .	40
3.7	Convergence temporelle des mesures au fil chaud : $N=500$ , $\alpha = 8^\circ$ et inspection à $\frac{1}{2}$ corde derrière le bord de fuite de l'aile. . . . .	41



3.8	Étalonnage de la sonde 2 trous. . . . .	42
3.9	Influence de $\beta$ sur la pression totale mesurée par la sonde pitot-statique en dehors du sillage. . . . .	44
4.1	Courbe de $C_p$ pour $\alpha = 4^\circ$ . Xfoil : NACA 0012 $Re = 3.7E5$ , $N=140$ , $N_{cr} = 9$ et $M = 0$ . . . . .	47
4.2	Variations des $C_p$ le long de l'envergure de l'aile. . . . .	49
4.3	Coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque : Données expérimentales et numérique. . . . .	52
4.4	Inspection de sillage par pitot-statique, information nécessaire pour Betz, Jones et Squire-Young. . . . .	53
4.5	Inspection de sillage d'un mur à l'autre de la section d'essais : information nécessaire pour la méthode de Betz adaptée ( $\alpha = 4^\circ$ , $X_s/c = 0.5$ , $nf=15$ ). . . . .	55
4.6	$C_p$ mesurés sur les parois de la soufflerie. Comparaison avec des calculs par Xmur et un modèle de section d'essais avec couches limites. . . . .	57
4.7	$C_p$ mesurés sur les parois de la soufflerie après soustraction du gradient de pression à vide mesuré. Comparaison avec des calculs par Xmur. . . . .	58
4.8	Comparaisons entre les estimations expérimentales de $C_d$ et les prédictions par Xfoil. . . . .	64
4.9	Variations de $C_d$ selon la position de l'envergure où l'inspection est effectuée. . . . .	65
B.1	Courbe de $C_p$ pour $\alpha = 0^\circ$ . Xfoil : $Re = 3.7E5$ , $N=140$ , $N_{cr} = 9$ et $M = 0$ . . . . .	78
B.2	Courbe de $C_p$ pour $\alpha = 4^\circ$ . Xfoil : $Re = 3.7E5$ , $N=140$ , $N_{cr} = 9$ et $M = 0$ . . . . .	79
B.3	Courbe de $C_p$ pour $\alpha = 8^\circ$ . Xfoil : $Re = 3.7E5$ , $N=140$ , $N_{cr} = 9$ et $M = 0$ . . . . .	80

B.4	Courbe de $C_p$ pour $\alpha = 12^\circ$ . Xfoil : $Re = 3.7E5$ , $N=140$ , $N_{cr} = 9$ et $M = 0$ . . . . .	81
B.5	Inspection de sillage : $\alpha = 0^\circ$ $X_s/c = 0$ (nf=5). . . . .	82
B.6	Inspection de sillage : $\alpha = 4^\circ$ $X_s/c = 0$ (nf=26). . . . .	83
B.7	Inspection de sillage : $\alpha = 8^\circ$ $X_s/c = 0$ (nf=30). . . . .	84
B.8	Inspection de sillage : $\alpha = 0^\circ$ $X_s/c = 0.5$ (nf=4). . . . .	85
B.9	Inspection de sillage : $\alpha = 0^\circ$ $X_s/c = 1$ (nf=1). . . . .	86
B.10	Inspection de sillage : $\alpha = 4^\circ$ $X_s/c = 0.5$ (nf=15). . . . .	87
B.11	Inspection de sillage : $\alpha = 4^\circ$ $X_s/c = 1$ (nf=6). . . . .	88
B.12	Inspection de sillage : $\alpha = 8^\circ$ $X_s/c = 0.5$ (nf=29). . . . .	89
B.13	Inspection de sillage : $\alpha = 8^\circ$ $X_s/c = 1$ (nf=27). . . . .	90
B.14	Inspection de sillage : $\alpha = 12^\circ$ $X_s/c = 0.5$ (nf=32). . . . .	91
B.15	Inspection de sillage : $\alpha = 12^\circ$ $X_s/c = 1$ (nf=31). . . . .	92
B.16	Taux de fluctuation de vitesse dans le sillage pour les différentes configurations. . . . .	93
B.17	Angle $\beta$ de déviation de l'écoulement dans le sillage pour différentes configurations. . . . .	94
C.1	Influence d'un panneau sur le champs au point $z_k$ . . . . .	96
C.2	Lignes de courant autour des ailes dans le domaine transformé et dans le domaine réel, NACA 2412. . . . .	98
C.3	Convergence du calcul de $C_l$ par Xmur selon le nombre $N$ de panneaux sur l'aile, NACA 2412. . . . .	99
C.4	Courbe de $C_l$ pour différentes configurations, NACA 2412, $N=200$ . . . . .	100
D.1	Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98 . . . . .	103
D.2	Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98 . . . . .	104

D.3	Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98 . . . . .	105
D.4	Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98 . . . . .	106
F.1	L'aile ouverte avec la structure interne. . . . .	109
F.2	Intérieur de l'aile et tubes des prises de pression. . . . .	109
F.3	La précision géométrique de l'aile est quantifiée par mesure sur CMM. .	110
F.4	Section d'essais 2-D, aile et système de déplacement pour l'inspection du sillage. . . . .	110

# Nomenclature

- $A$  Coefficient de régression pour l'étalonnage de la sonde fil chaud.
- $B$  Coefficient de régression pour l'étalonnage de la sonde fil chaud.
- $c$  Corde du profil d'aile.
- $C_a$  Coefficient de force axiale 2-D d'un profil d'aile.
- $C_d$  Coefficient de traînée 2-D d'un profil d'aile.
- $c_f$  Coefficient local de frottement pariétal.
- $C_l$  Coefficient de portance 2-D d'un profil d'aile.
- $C_m$  Coefficient de moment aérodynamique 2-D d'un profil d'aile.
- $C_n$  Coefficient de force normale 2-D d'un profil d'aile.
- $C_p$  Coefficient de pression.
- $C_{tm}$  Coefficient de correction thermique pour la sonde fil chaud.
- $D'$  Traînée 2-D d'un profil d'aile.

- $E$  Tension (Volts) moyenne mesurée sur l'anémomètre TSI 1750.
- $\sqrt{e'^2}$  Tension (Volts) RMS mesurée sur l'anémomètre TSI 1750.
- $H$  Facteur de forme d'une couche limite  $H = \frac{\delta^*}{\theta}$ .
- $h$  Distance, perpendiculaire à l'envergure, entre les murs de la soufflerie.
- $k$  Énergie cinétique de turbulence ( $k \sim \overline{u'^2}$  dans un sillage).
- $l$  Hauteur de la zone qui contient le surplus de débit (méthode de Betz).
- $M$  Nombre de Mach.
- $N$  Nombre entier de panneaux ou de points de mesure.
- $N_{cr}$  Valeur critique d'amplification des instabilités, utilisée par Xfoil, pour fixer le point de transition.
- $n$  Coefficient de régression exponentielle pour l'étalonnage de la sonde fil chaud.
- $nf$  Numéro identifiant chacune des inspections de sillage.
- $p$  Pression statique.
- $p_t$  Pression totale.
- $R$  Constante des gaz parfaits ( $R_{air} = 286.9 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ ).
- $R'$  Force de propulsion d'une source dans un écoulement uniforme.
- $Re$  Nombre de Reynolds.

- $S$  Contour du volume de contrôle entourant le corps.
- $T$  Température en °C ou K.
- $Q'$  Débit volumétrique d'une source par unité de profondeur.
- $q_\infty$  Pression dynamique de référence  $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$ .
- $U$  Vitesse de l'écoulement dans la direction de  $X$ .
- $u'$  Vitesse instantanée de l'écoulement dans la direction de  $X$ .
- $V$  Vitesse de l'écoulement dans la direction de  $Y$ .
- $X$  Axe de référence dans la direction longitudinale.
- $X_m$  Position  $X$  dont l'origine est à  $\frac{c}{4}$ .
- $X_a$  Position  $X$  utilisée sur l'aile avec le bord d'attaque comme origine et servant pour les distribution de  $C_p$  sur l'aile.
- $X_s$  Position  $X$  utilisée pour les sillages avec  $X_s = 0$  pour une inspection au bord de fuite.
- $X_{tr}$  Position sur la corde qui correspond au point de transition sur l'aile.
- $x$  Variable coordonnée sur l'axe  $X$ .
- $Y$  Axe de référence traversant la soufflerie du mur coté intrados au mur coté extrados.
- $y$  Variable coordonnée sur l'axe  $Y$ .

$Z$	Axe de référence dans la direction de l'envergure de l'aile.
$\alpha$	Angle d'attaque de l'aile.
$\beta$	Angle d'incidence de l'écoulement mesuré par la sonde 2 trou.
$\delta$	Épaisseur d'une couche limite.
$\delta^*$	Épaisseur de déplacement d'une couche limite.
$\gamma$	Rapport des chaleurs spécifiques ( $\gamma_{air} = 1.40$ ).
$\epsilon$	Facteur de correction pour les effets de blocage ou Incertitude absolue sur une valeur mesurée ou calculée.
$\theta$	Épaisseur de quantité de mouvement d'une couche limite.
$\rho$	Masse volumique de l'air.
$\sigma$	Facteur de forme de la section d'essais
$\omega$	Vorticité.
$\Gamma$	Intensité d'un tourbillon.
$\Lambda$	Coefficient de perturbation de l'écoulement par le corps ou Intensité d'une source.

## Indices

- in* Côté intrados du profil.
- ex* Côté extrados du profil.
- B* Quantité calculée par la méthode de Betz.
- J* Quantité calculée par la méthode de Jones.
- SY* Quantité calculée par la méthode de Squire & Young.
- BA* Quantité calculée par la méthode de Betz adaptée.
- u* Quantité mesurée ou calculée qui sera corrigée.



# Chapitre 1

## Introduction

Depuis les débuts de l'aviation, la caractérisation des profils d'aile a été un thème d'activités très important dans le domaine de l'aérodynamique. Elle consiste principalement en la détermination des coefficients de portance, de traînée et du moment aérodynamique pour différentes configurations du profil d'aile dans un écoulement de fluide. Elle s'intéresse également aux détails de l'écoulement : point de transition, point de séparation, etc. Le concept de profil d'aile est purement théorique car l'écoulement autour d'un profil d'aile, un corps à deux dimensions (2-D), n'existe qu'autour d'une aile d'envergure infinie ayant ce profil comme section. Cependant l'utilité de ce concept est incontestable étant donné les simplifications et les similitudes qui existent par rapport à l'écoulement réel autour d'une aile 3-D d'envergure finie. C'est pourquoi l'optimisation d'une aile 3-D débute par l'optimisation des profils qui vont être juxtaposés pour la former. La caractérisation des profils d'aile peut se faire expérimentalement ou numériquement de plusieurs façons ayant chacune leurs avantages et leurs inconvénients.

La méthode expérimentale la plus utilisée pour la caractérisation des profils d'aile emploie une soufflerie dans laquelle est installée une aile de section constante et d'envergure finie. Les extrémités de l'aile sont adossées à des surfaces planes qui limitent l'écoulement, empêchent la formation de tourbillons de bout d'aile et forcent l'uniformité 2-D de l'écoulement. La caractérisation en soufflerie permet le contrôle des paramètres de l'expérimentation (principalement les nombres de Reynolds ( $Re$ ) et de Mach ( $M$ )) et facilite la prise de mesures. Sa principale force est de simuler plusieurs

conditions expérimentales difficiles. Ainsi les essais de fini de surface, les essais de dispositif dont l'effet se concentre dans les régions visqueuses (tel le volet Gurney) ou les essais de configurations affectant de façon extrême l'évolution de la couche limite (forte portance ou fort gradient de pression, zone de décollement, transition libre) sont d'excellents candidats pour l'expérimentation en soufflerie.

Les chercheurs du Laboratoire de Mécanique des Fluides (LMF) de l'Université Laval s'intéressent particulièrement à ce type d'expérimentation. Toutefois, avant de procéder à des expérimentations, le niveau de confiance des prédictions, principalement les coefficients de traînée ( $C_d$ ) et de portance ( $C_l$ ), doit être évalué. **Cette validation et surtout l'étude de la méthodologie expérimentale utilisée avec le montage de la soufflerie à circuit fermé du LMF de l'Université Laval constitue l'essentiel de cette recherche.** <sup>1</sup>

L'un des thèmes prépondérant de cette étude est le faible  $Re$  qui caractérise l'écoulement considéré. La soufflerie du LMF permet des essais à  $Re \approx 370\,000$  pour un profil d'aile ayant une corde de 229 mm (9"). Les applications pour ces expérimentations sont principalement les avions modèles réduits et les éoliennes. Travailler à un  $Re$  aussi faible entraîne cependant de nombreuses complications :

- Les couches limites relativement plus épaisses partout dans la section d'essais génèrent de l'interférence.
- Les épaisseurs de déplacement des couches limites augmentent plus rapidement dans la section d'essais, ce qui engendrent un fort gradient de pression longitudinal.
- La transition, si laissée libre, peut s'effectuer sur le profil par un bulbe de décollement laminaire rendant la position de transition moins stable et moins répétitive.
- Les couches limites sur l'aile étant très épaisses par rapport à l'épaisseur de l'aile, la traînée de pression est aussi grande que la traînée de frottement et contribue donc pour la moitié de la traînée totale.

---

<sup>1</sup>Les résultats et recommandations de ce mémoire seront utiles au prochain expérimentateur qui emploiera la soufflerie.

- Le coefficient de portance est fortement affecté par le Reynolds et l'évolution des couches limites.
- La variation en envergure de la traînée mesurée par inspection de sillage [1] [2].

Ce travail fait suite à celui de Giguère [3] sur les volets Gurney qui était parmi les premières tentatives d'expérimentation sur des profils d'aile à l'Université Laval. Suite à ce travail, de façon à poursuivre la recherche, plusieurs améliorations ont été apportées.

**Premièrement**, la section d'essais quasi-circulaire se prêtait fort mal pour des essais de profils d'aile car le long de son envergure, l'aile ne subit pas les mêmes conditions de blocage dû aux parois solides. Afin de remédier à ce problème, des murs séparateurs ont été installés de façon à diviser la section en trois passages, celui du centre (où l'aile est installée) s'avérant presque rectangulaire. Cette technique engendre cependant le problème de séparation des débits et rend difficile la mesure de la vitesse de référence ( $U_\infty$ ) utilisée pour les normalisations [4]. Des tubes de pitot-statique ont donc été installés dans les trois passages pour mesurer la distribution des débits. Des volets dans les passages extérieurs compensaient l'augmentation de blocage due à la présence de l'aile et du système de traverse utilisé pour l'inspection du sillage. Des prises de pressions sur les bords d'attaques des murs séparateurs ont permis de vérifier la distribution de l'écoulement et l'effet de la portance de l'aile sur cette distribution. Cette partie de la recherche incluant la caractérisation de la section d'essais à vide a été effectuée par Deslauriers [5] et ne sera que brièvement commentée dans ce mémoire.

**Deuxièmement**, la balance aérodynamique existante était surdimensionnée et inadéquate pour la mesure de la traînée d'un profil d'aile et devenait inutilisable après l'ajout des murs séparateurs. La conception d'un système d'inspection de sillage permettant la mesure de la traînée a été réalisée. Cette mesure indirecte de la traînée réduit l'importance du problème de précision pour la mesure de l'angle d'attaque posé par l'utilisation d'une balance interne ou externe. En effet, avec une balance, il faut dissocier les deux composantes de force, celle dans la direction de l'écoulement (la traînée) de celle perpendiculaire (la portance) qui est parfois 100 fois plus grande que la première. Le désavantage est cependant l'augmentation du temps d'acquisition, ce qui oblige l'utilisation d'une soufflerie très stable dans le temps.

Le système de traverse conçu et utilisé ici sert à déplacer : une sonde fil chaud mesurant la vitesse instantanée (vitesse moyenne et fluctuations), une sonde 2 trous mesurant l'angle  $\beta$  de déviation de l'écoulement et un tube de pitot-statique mesurant la pression totale et la pression statique desquelles, la vitesse moyenne peut être déduite. Une redondance existe entre les mesures au fil chaud et au tube de pitot-statique, ce qui permet de vérifier la précision des deux instruments dans les conditions d'expérimentation. Le système de traverse s'adapte afin de sonder le sillage à différentes stations derrière le bord de fuite de l'aile et permet l'observation de l'évolution spatiale du sillage. Le système se déplace aussi entièrement dans la direction de l'envergure de l'aile afin d'évaluer l'importance des variations de la traînée et la bidimensionalité de l'écoulement. Une attention particulière a été accordée à la formulation du volume de contrôle nécessaire au calcul de la traînée. Dans le but de considérer l'effet de déplacement des lignes de courant extérieures dû à l'épaississement des couches limites sur les murs de la soufflerie, les épaisseurs de ces couches limites et les distributions de pressions sur ces murs ont été mesurées.

**Troisièmement**, comme alternative à l'usinage dans l'aluminium, il était désiré de développer une façon plus simple de fabriquer les ailes tout en maintenant une bonne qualité de surface et en minimisant l'épaisseur au bord de fuite. Une aile 2-D de profil NACA 0012 a donc été construite selon les techniques des modélistes (coeur en mousse de polystyrène recouvert de fibre de verre et de balsa). Afin de déterminer la portance, la distribution de pression sur l'aile est mesurée par des prises de pression pariétale. Cette technique a été employée car elle permet de mesurer le  $C_l$  à une section précise de l'envergure, située généralement loin des joints où l'aile rencontre les murs séparateurs, éliminant ainsi les effets indésirables provenant des tourbillons "fer à cheval" ou autre structure 3-D. L'utilisation d'une balance interne sur une portion centrale de l'aile aurait eu des avantages similaires, mais l'idée n'a pas été retenue étant donné les difficultés de fabrication de ce type de balance. De plus, la technique des prises de pression pariétale permet de bâtir les courbes de  $C_p$  qui informent sur l'évolution de la couche limite et le champs de vitesse autour de l'aile (position du point de stagnation, pic de dépression, séparation, etc.).

Ce mémoire est structuré de la façon suivante : la théorie nécessaire pour l'estimation des  $C_l$  et  $C_d$  à partir des mesures expérimentales sera présentée, suivi d'une description détaillée du montage expérimental utilisé. Par la suite, les mesures et les résultats obtenus lors de la campagne d'essais seront présentés et discutés. Ce mémoire se conclura par des remarques et des recommandations propres aux moyens utilisés.

**NOTE** : À plusieurs reprises des prédictions obtenues à l'aide du logiciel Xfoil seront présentées. Ce logiciel utilise une méthode de panneaux tourbillonnaires pour décrire l'écoulement potentiel couplée à une méthode intégrale, avec prédiction de la transition et modèle de turbulence, pour les couches limites et le sillage. Des prédictions sont ainsi obtenues facilement et rapidement et permettent des comparaisons avec les données expérimentales ainsi que de visualiser l'influence de différents paramètres comme le  $Re$ , la position du point de transition ou la précision de la forme de l'aile. Pour une description plus complète du logiciel Xfoil, il est possible de consulter la référence [6].

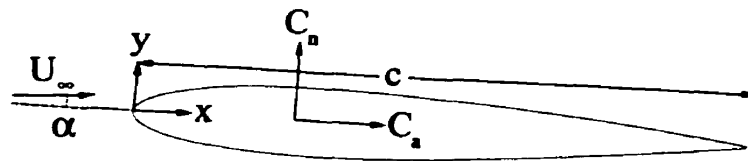
# Chapitre 2

## Portance et traînée, théorie expérimentale

Ce chapitre concerne la théorie de base des moyens méthodologiques utilisés dans cette campagne expérimentale. Ainsi, les équations présentées ici s'appliquent sur des données supposées *a priori* mesurables.

### 2.1 Calcul du $C_l$

Dans cette campagne d'essais, le coefficient de portance  $C_l$  est calculé par intégration de la distribution de pression mesurée sur l'aile par des prises de pression pariétale. Les équations suivantes sont utilisées et réfèrent à la figure 2.1:



**FIGURE 2.1**

Paramètres et système de coordonnées pour un profil d'aile.

$$C_n = \underbrace{\int_0^1 (C_{p_{in}} - C_{p_{ez}}) d\frac{x}{c}}_{\textcircled{1}} + \underbrace{\int_0^1 (c_{f_{ez}} \frac{dy_{ez}}{dx} + c_{f_{in}} \frac{dy_{in}}{dx}) d\frac{x}{c}}_{\textcircled{3}} \quad (2.1)$$

$$C_a = \underbrace{\int_0^1 (C_{p_{ez}} \frac{dy_{ez}}{dx} - C_{p_{in}} \frac{dy_{in}}{dx}) d\frac{x}{c}}_{\textcircled{2}} + \underbrace{\int_0^1 (c_{f_{ez}} + c_{f_{in}}) d\frac{x}{c}}_{\textcircled{4}} \quad (2.2)$$

$$C_l = C_n \cos \alpha - C_a \sin \alpha \quad (2.3)$$

Tel que démontré par le tableau 2.1, les termes incluant  $c_f$  ne contribuent pratiquement pas à la portance et seront donc négligés lors des calculs subséquents.

$\alpha$	$C_l$	① $\cos(\alpha)$	-② $\sin(\alpha)$	③ $\cos(\alpha)$	-④ $\sin(\alpha)$
0.1°	0.010	0.010 (100%)	0.000 (0.0%)	0.000 (0.0%)	0.000 (0.0%)
4°	0.521	0.519 (99.6%)	0.002 (0.4%)	0.000 (0.0%)	0.000 (0.0%)
8°	0.870	0.855 (98.3%)	0.016 (1.8%)	0.000 (0.0%)	-0.001 (-0.1%)
12°	1.117	1.073 (96.1%)	0.045 (4.0%)	0.000 (0.0%)	-0.001 (-0.1%)

**TABLEAU 2.1**

Contributions des termes de portance pour un NACA 0012,  $Re = 370\,000$ . Les nombres représentent les contributions au  $C_l$  et les pourcentages entre parenthèses indiquent les fractions de ces contributions. Réalisé avec Xfoil :  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .

## 2.2 Mesure du $C_d$ par inspection du sillage

Dans cette campagne d'essais, la mesure de la traînée est effectuée de façon indirecte par inspection du sillage. Cette technique suppose que la force de traînée exercée par le

fluide sur l'aile est égale au déficit du flux de quantité de mouvement dans l'écoulement. Ainsi, pour un profil d'aile dans un écoulement infini, la force de traînée est donnée de façon très générale par l'intégrale des forces de pression et des flux de quantité de mouvement sur le contour  $S$  d'un volume de contrôle rectangulaire entourant l'aile :

$$C_d = \frac{D'}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c} = \frac{-\int_S p dy - \rho \int_S U_S (U_S dy - V_S dx)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c}, \quad (2.4)$$

où  $U_S$  et  $V_S$  sont respectivement les composantes de vitesse en  $X$  et en  $Y$  sur le contour  $S$ . L'équation 2.4 implique des mesures sur tout le contour du volume de contrôle ce qui est difficilement réalisable et peu efficace, car la majorité de l'information pertinente n'est contenue que dans le plan contenant le sillage. En fait, il est probable que l'intégration sur tout le contour soit fort imprécise, car elle oblige à soustraire entre elles des quantités mesurées de grandeur semblable.

Lorsque toutes les frontières du volume de contrôle sont éloignées de l'aile, la pression peut être considérée constante et la vitesse  $V$  peut être négligée sur les frontières horizontales. La conservation du débit permet une simplification supplémentaire, la formule pour  $C_d$  devient :

$$C_d = \frac{D'}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 c} = \frac{\int_T U_T (U_\infty - U_T) dy}{\frac{1}{2} U_\infty^2 c} = \frac{2\theta_\infty}{c} \quad (2.5)$$

où seules des mesures sur une traversée du sillage (indice "T") derrière le corps sont requises.

Dans le cas d'une plaque plane à incidence  $0^\circ$  et  $Re$  élevé, le champ de pression n'est pratiquement pas perturbé (sauf par la présence des couche limites) et l'équation 2.5 s'applique directement au bord de fuite de la plaque. S'il s'agit d'une aile, la pression statique au bord de fuite n'est pas égale à  $p_\infty$  et n'est pas uniforme car les lignes de courant sont courbées. De plus, les deux couches limites qui se rencontrent en quittant la surface de l'aile interagissent fortement dans ce qui peut être appelé une zone de fortes interactions visqueuse et non-visqueuse [7]. L'équation 2.5 ne peut donc être appliquée que pour une inspection de sillage située "très loin" derrière le bord de fuite. Cependant, une telle inspection est difficilement envisageable puisqu'elle implique une section d'essais beaucoup plus longue et des résultats fort imprécis à cause du nivellement de l'information et de la présence du gradient de pression longitudinal.



De façon à simplifier la procédure d'inspection et à augmenter la précision des mesures de traînée obtenues, certaines approximations théoriques ont été développées. Les méthodes de calcul de traînée de Betz, de Jones et de Squire-Young sont trois méthodes régulièrement utilisées et seront présentées ci-dessous. Une méthode dite de "Betz adaptée" est une approche originale proposée ici et qui devrait être plus rigoureuse lorsqu'appliquée au problème précis d'une soufflerie où les perturbations des frontières sont non négligeables. Elle est aussi modifiée de façon à tenir compte des fluctuations de vitesse (turbulence) présentes dans le sillage

### 2.2.1 Méthode de Betz

La méthode de Betz présentée entre autres par Schlichting [8] et Zwaaneveld [9] est très intéressante par son approche du problème. Elle est cependant peu utilisée expérimentalement car la méthode de Jones, plus simple, donne des résultats pratiquement identiques [8].

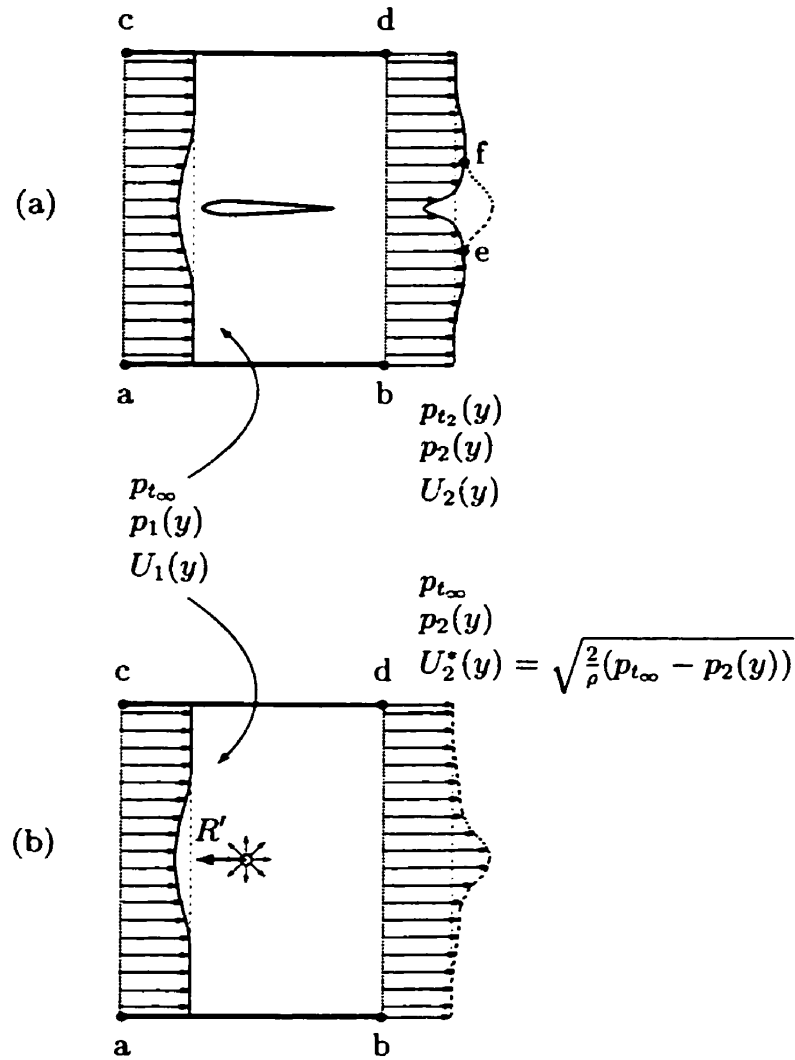
Cette méthode est basée sur un volume de contrôle dont les frontières latérales sont des lignes de courant parallèles à  $U_\infty$  tel qu'illustré à la figure 2.2(a). Cette contrainte suppose que ces frontières horizontales sont soit :

- très loin du corps, ou
- limitées par des parois solides sans épaissement de couche limite (par aspiration par exemple) ou géométriquement divergentes afin d'éliminer l'effet de cet épaissement.

Les frontières verticales peuvent être ici situées très près de l'aile.

À l'entrée du volume de contrôle (section 1), l'écoulement est déjà légèrement perturbé par la présence du corps mais n'a encore subi aucune perte. À la sortie, l'écoulement peut être considéré comme un sillage visqueux compris entre deux régions potentielles.

Pour calculer la traînée, la relation générale 2.4 est d'abord réécrite ici sous la forme de l'équation 2.6 où il est nécessaire de connaître les pressions totales et les vitesses

**FIGURE 2.2**

Représentation schématique de la méthode de Betz.

aux stations 1 et 2.

$$D' = \int_a^c p_{t_\infty} + \frac{1}{2} \rho U_1^2 dy - \int_b^d p_{t_2} + \frac{1}{2} \rho U_2^2 dy \quad (2.6)$$

Ce dernier point motive l'invention de la méthode afin d'éliminer le besoin d'information à la station 1 et de diminuer celui à la station 2. L'idée de Betz a été de construire un écoulement hypothétique constitué d'une source (peu importe sa forme) et d'un écoulement uniforme. Un nouveau volume de contrôle semblable au premier est ainsi construit pour cet écoulement hypothétique, figure 2.2(b). L'écoulement

à l'entrée est identique à celui du premier volume de contrôle, cependant à la sortie, l'écoulement présente un profil de vitesse  $U_2^*(y)$  avec une survitesse. Le profil de vitesse  $U_2^*(y)$  est posé afin de retrouver le même profil de pression statique  $p_2(y)$  pour une pression totale sans perte  $p_{t\infty}$ . Ainsi le débit de la source fictive  $Q'$  peut être déterminé en soustrayant les profils de vitesse  $U_2^*(y)$  et  $U_2(y)$ .

Maintenant, le terme de force du second bilan, une force générée par la source, n'est pas inconnu. Lorsque les lignes de courant se seront toutes redressées (loin derrière la source) et que la vitesse et la pression statique auront retrouvé leurs valeurs à l'infini ( $U_\infty$  et  $p_\infty$ ),<sup>1</sup> la différence de quantité de mouvement sur le second volume de contrôle donnera la force de propulsion  $R' = \rho U_\infty^2 l$ . Ici,  $l$  est la hauteur de la zone qui contient le surplus de débit soit  $l = \frac{Q'}{U_\infty}$ . On obtient ainsi la relation 2.7 comme bilan du problème "source" :

$$-\rho U_\infty \int_b^d U_2^* - U_2 dy = \int_a^c p_{t\infty} + \frac{1}{2} \rho U_1^2 dy - \int_b^d p_{t\infty} + \frac{1}{2} \rho U_2^{*2} dy . \quad (2.7)$$

La dernière étape consiste à soustraire du bilan du premier volume celui du second, ce qui fait disparaître tous les termes associés à la section 1 et réduit les intégrales de la section 2 à la zone de sillage visqueux. On obtient ainsi la relation de Betz donnée par l'équation 2.8.

#### Relation de Betz

$$D'_B = \int_e^f p_{t\infty} - p_{t_2} dy + \frac{1}{2} \rho \int_e^f U_2^{*2} - U_2^2 dy - \rho U_\infty \int_e^f U_2^* - U_2 dy \quad (2.8)$$

À remarquer :

- Les deux premiers termes de la partie droite de la relation de Betz sont identiques après substitution du terme  $U_2^{*2}$ .
- Si la pression statique  $p_2(y)$  était égale à  $p_\infty$ , alors la relation de Betz serait identique à l'équation 2.5.

---

<sup>1</sup>Plus le rapport entre le débit de la source et l'espacement entre les frontières latérales sera petit et plus cette affirmation sera justifiée, voir annexe A.

- Plus la traverse se fera près du bord de fuite de l'aile (et de la source fictive), plus la méthode donnera un résultat erroné car les différences entre l'écoulement hypothétique et l'écoulement réel seront alors plus grandes.

## 2.2.2 Méthode de Jones

La méthode de Jones est probablement la méthode classique la plus utilisée pour déterminer la traînée à partir de données expérimentales d'inspection de sillage [2], [10]. Le volume de contrôle pour cette méthode commence loin devant le corps, à un endroit où la vitesse est uniforme, utilise des données mesurées à une station 2 dans le sillage rapproché et se termine à une section loin derrière où la pression statique a retrouvé sa valeur à l'infini (voir figure 2.3). Après manipulation on obtient l'équation 2.9 où les seuls termes qui restent dans le bilan de quantité de mouvement contiennent  $U_2$  et  $U_3$ , les vitesses à la section d'inspection et à la section théorique très loin derrière.

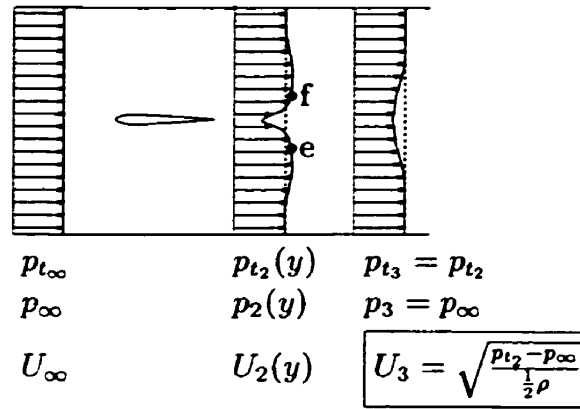
Relation de Jones

$$D'_J = \rho \int_e^f U_2(U_\infty - U_3) dy \quad (2.9)$$

Il n'est pas nécessaire de mesurer  $U_3$  si on suppose que l'écoulement passe de la section 2 à la section 3 sans subir de perte, ce qui revient à considérer la pression totale constante sur les lignes de courant entre les sections 2 et 3 ( $p_{t_2} = p_{t_3}$ ). C'est l'hypothèse de sillage auto-similaire ou de vorticité "Top Hat" ( $\nabla \times \omega = 0$ ) c'est-à-dire sans diffusion ni dissipation visqueuse. La tra nee est alors exprimée en terme de vitesse et de pression totale mesurées dans la zone de sillage visqueux. C'est en fait exactement la même information qui était nécessaire pour la méthode de Betz.

à remarquer :

- Ici encore, si  $p_2(y)$  était égale à  $p_\infty$ , alors la relation de Jones serait identique à l'équation 2.5
- Dans le cas présent, si la traverse s'effectue près du bord de fuite, l'hypothèse de sillage sans perte visqueuse entre la station d'inspection et celle où  $p_\infty$  est récupérée ne tient plus et rend le calcul de la tra nee erron e.



**FIGURE 2.3**

Représentation schématique de la méthode de Jones.

### 2.2.3 Méthode de Squire & Young

La méthode de Squire et Young, présentée dans Smith & Cebeci [11] et dans Zwaan-eveld [9], a d'abord été utilisée pour calculer la traînée à partir des calculs de couches limites théoriques car elle utilise directement les variables utilisées dans ces calculs et peut s'appliquer directement au bord de fuite. Elle est basée sur un volume de contrôle infini et l'équation 2.5. Il a été dit que cette équation n'était valide que si l'inspection se faisait à l'infini. Cependant, il est possible de mesurer l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  par inspection du sillage à une station près du bord de fuite et de "projeter" cette quantité à l'infini. Cette projection se base sur l'équation intégrale de couche limite (équation de Von Karman) adaptée au sillage en posant  $c_f = 0$  :

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dx} = -(2 + H) \frac{d}{dx} \left( \ln \frac{U_e}{U_{\infty}} \right) . \quad (2.10)$$

Une relation empirique reliant l'évolution du facteur de forme  $H$  à la vitesse extérieure  $U_e$  est utilisée pour fermer le problème (voir Smith & Cebeci [11]) :

$$\frac{\ln U_{\infty}/U_e}{\ln U_{\infty}/U_{eT}} = \frac{H - 1}{H_T - 1} . \quad (2.11)$$

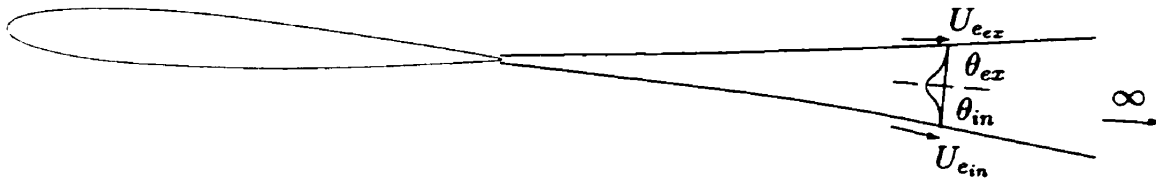
L'indice  $T$  fait référence à la station d'inspection (traversée du sillage) qui est généralement au bord de fuite. Le sillage est divisé en deux parties, l'une provenant

de la couche limite extrados et l'autre de celle intrados. Il existe plusieurs façons <sup>2</sup> de calculer l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$ . Une simplification de la définition de  $\theta$ ,

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U(y)}{U_e} \left(1 - \frac{U(y)}{U_e}\right) dy , \quad (2.12)$$

calcule la différence de quantité de mouvement entre le profil de vitesse mesuré et un profil de vitesse théorique constant. Cette façon de faire est très limitative et est source d'erreur (incertitude/ambiguïté sur  $\delta$  et  $U_e$ ). En réalité,  $\theta$  est la différence entre le profil réel mesuré et le profil théorique d'écoulement non-visqueux similaire à celui représenté en pointillés à la figure 2.2(a). Il faut remarquer que si  $p_2(y)$  était constant alors le profil de vitesse théorique serait droit et l'équation 2.12 serait parfaitement valide. Pour tenir facilement compte des effets de cette variation de pression statique à travers le sillage, on remplace  $U_e$  dans l'équation 2.12 par le profil de vitesse théorique (identique à Betz) donné par:

$$U_2^*(y) = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_{t\infty} - p_2(y))} . \quad (2.13)$$



**FIGURE 2.4**

Représentation schématique de la méthode de Squire & Young.

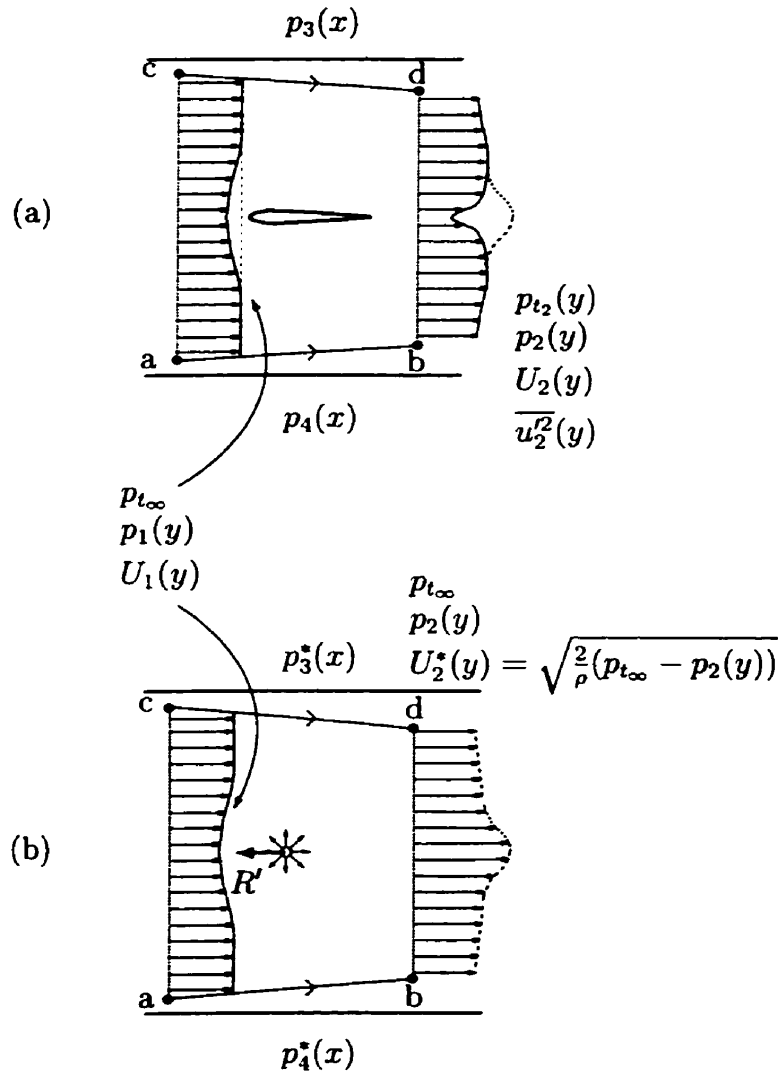
#### Relation de Squire & Young

$$C_{dSY} = 2 \frac{\theta_{\infty ex}}{c} + 2 \frac{\theta_{\infty in}}{c} = 2 \frac{\theta_{ex}}{c} \left[ \frac{U_{eex}}{U_\infty} \right]^{\frac{H_{ex}+5}{2}} + 2 \frac{\theta_{in}}{c} \left[ \frac{U_{ein}}{U_\infty} \right]^{\frac{H_{in}+5}{2}} \quad (2.14)$$

<sup>2</sup>Les difficultés apparaissent près du bord de fuite d'une aile où il est difficile de représenter l'écoulement théorique potentiel duquel il faut soustraire le profil de quantité de mouvement mesuré.

## 2.2.4 Méthode de Betz adaptée pour les effets de turbulence et de gradient de pression

Cette dernière méthode est originale et peut être considérée comme une adaptation de la méthode de Betz pour des contributions propres au type de mesure et au montage expérimental utilisé pour cette recherche. Le bilan général appliqué sur le volume "faiblement convergent" abcd, figure 2.5(a), est exprimé par l'équation 2.15. Deux nouvelles contributions y figurent.



**FIGURE 2.5**

Représentation schématique de la méthode de Betz adaptée

$$D' = \int_a^c p_{t\infty} + \frac{1}{2}\rho U_1^2 dy - \int_b^d p_{t2} + \frac{1}{2}\rho U_2^2 dy - \int_a^b p_3 dy - \int_d^c p_4 dy - \rho \int_b^d \frac{u_2^2}{2} dy \quad (2.15)$$

La première de ces contributions, la turbulence, n'a pas été abordée jusqu'à maintenant. En fait, dans la documentation scientifique recensée dans le cadre de cette étude, il n'est fait mention qu'une fois de cette contribution dans un article traitant d'études numériques où la turbulence doit être modélisée [12]. Ce "silence" entourant la contribution de la turbulence dans l'évaluation de la traînée s'explique sans doute par la faible importance relative du terme (diminution de la traînée de 2% à 10% dans cette recherche), les difficultés liées à sa mesure (sonde fil chaud) et surtout, la prise en compte d'une partie du terme par le tube de pitot (voir la section 3.4.3). En mots simples, si un tube de pitot est utilisé dans un sillage, la pression totale mesurée est surévaluée dû à l'énergie cinétique de la turbulence. Cette surévaluation compense une partie du terme de turbulence. Ainsi, dans l'évaluation de la traînée, si la contribution de la turbulence est totalelement ignorée et aucune correction n'est apportée à la mesure de  $p_t$  par le pitot alors la traînée résultante n'est que très légèrement surévaluée, d'environ 1.5% dans le cas de cette recherche. Si, de façon très formelle, la contribution de la turbulence et la correction sur le pitot sont appliquées, le résultat ne s'en retrouve donc que très légèrement amélioré.

Lors de la précédente présentation des méthodes de volume de contrôle, les frontières horizontales étaient supposées des lignes de courant. En fait, les vraies lignes de courant à ces endroits ne seront jamais horizontales dans une soufflerie dont les murs sont parallèles à cause de l'épaississement des couches limites sur ceux-ci. Afin d'évaluer l'importance de cet effet, un nouveau volume de contrôle est construit sur lequel la méthode de Betz est appliquée. La méthode de Betz a été choisie car c'est la seule qui permet de placer l'entrée du volume de contrôle près du corps, ce qui est important pour minimiser la longueur du volume de contrôle expérimental. Les lignes de courant extérieures sont approximées par des droites inclinées. Les nouveaux termes représentent les contributions de pression latérale sur la projection en  $y$  des frontières.

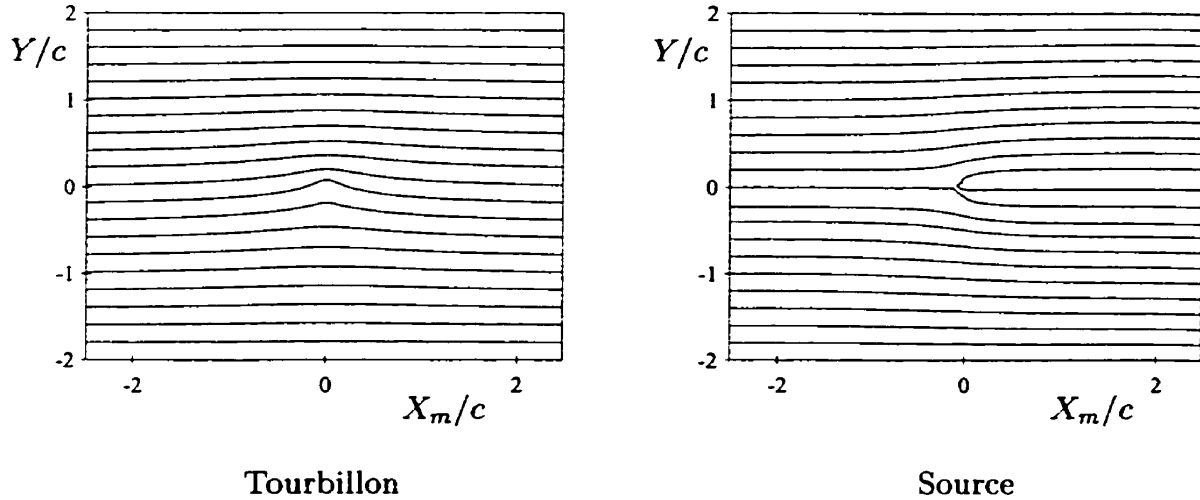


Comme pour la méthode de Betz, un second volume de contrôle fictif (dont le bilan de flux de quantité de mouvement est donné par l'équation 2.16) est construit.

$$-\rho U_\infty \int_b^d U_2^* - U_2 dy = \int_a^c p_{t_\infty} + \frac{1}{2} \rho U_1^2 dy - \int_b^d p_{t_\infty} + \frac{1}{2} \rho U_2^{*2} dy - \int_a^b p_3^* dy - \int_d^c p_4^* dy \quad (2.16)$$

Relation de Betz adaptée

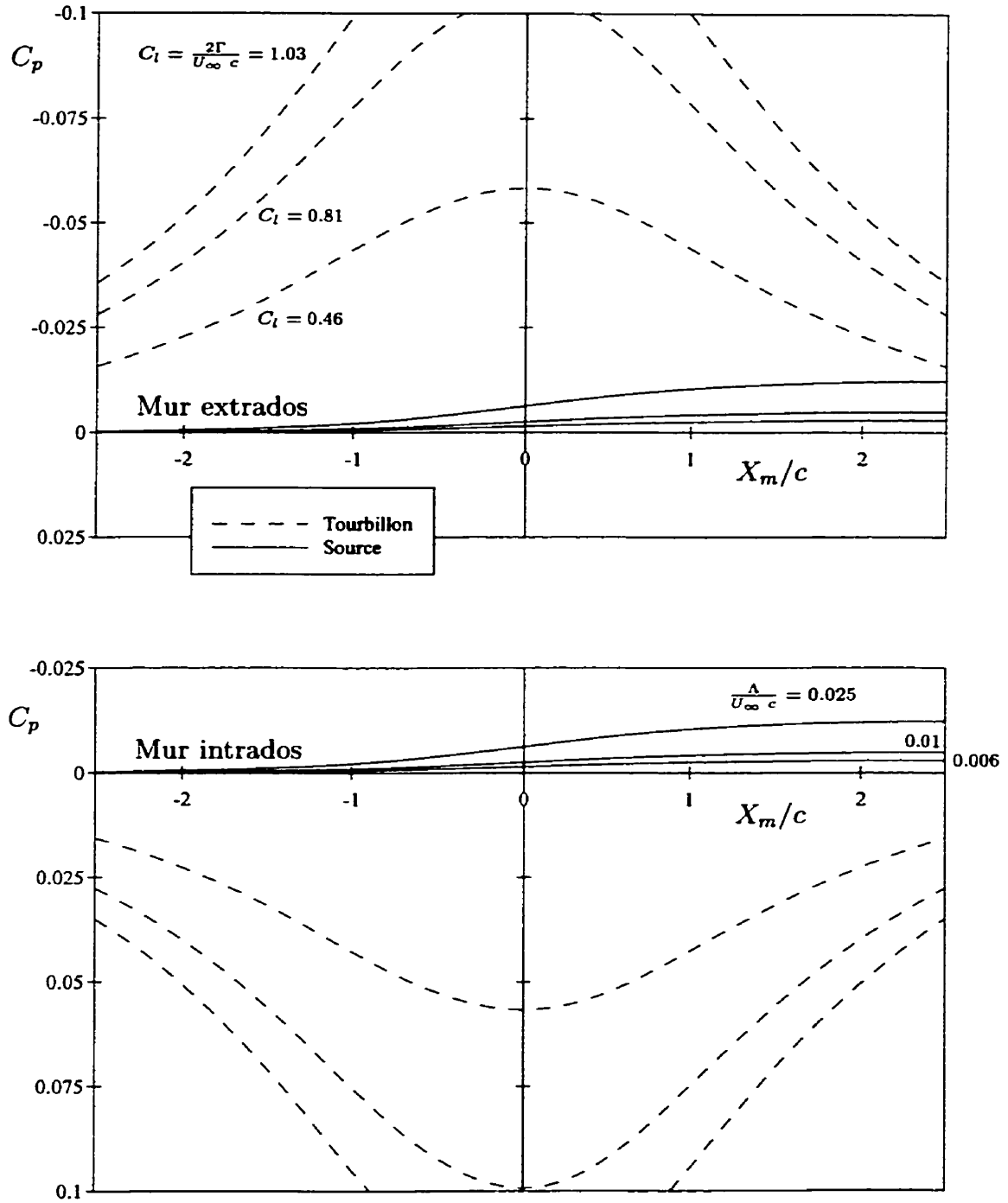
$$D'_{BA} = D'_B - \rho \int_b^d \overline{u_2^2} dy - \int_d^c p_3 dy - \int_a^b p_4 dy + \int_d^c p_3^* dy + \int_a^b p_4^* dy \quad (2.17)$$



**FIGURE 2.6**

Lignes de courant des écoulements d'un tourbillon et d'une source confinés ( $h = 4c$ ). Les images sont données par transformation conforme (voir annexe C). ( $\frac{\Gamma}{U_\infty c} = \frac{C_t}{2} = 0.515 \rightarrow \alpha = 12^\circ$  et  $\frac{\Lambda}{U_\infty c} = 0.5$  soit 20 fois la source nécessaire pour Betz à partir des données expérimentales  $Re \sim 365\ 000$ ,  $\alpha = 12^\circ$  et  $C_d = 0.039$ ).

Les pressions  $p_3^*$  et  $p_4^*$  dans la relation 2.16 sont dues à l'influence de la source de Betz dans l'écoulement hypothétique. La forme de ces champs de pression peut être représentée par des écoulements de base confinés. Ainsi, la figure 2.6 présente les lignes de courant de l'écoulement autour d'un tourbillon confiné et d'une source confinée. À partir du premier écoulement, les contributions de la portance aux pressions latérales  $p_3$  et  $p_4$  peuvent être calculées et c'est ce que représentent les lignes discontinues sur la figure 2.7. À ces courbes de pression, il manque la contribution du gradient de pression



**FIGURE 2.7**

$C_p$  sur les frontières pour une source et un tourbillon ( $h = 4c$ ). Les paramètres correspondent aux données de portance et traînée pour  $\alpha = 4^\circ, 8^\circ, 12^\circ$ .

qui a la forme approximative d'une droite dans le cas de la section d'essais considérée. Les pressions latérales  $p_3^*$  et  $p_4^*$ , représentées par les lignes continues sur la figure 2.7,

semblent avoir un effet très faible en comparaison des pressions  $p_3$  et  $p_4$ . Cependant, ces contributions de pression vont s'additionner (intrados et extrados) pour le calcul de la traînée alors que les pressions du tourbillon se soustrairont entre elles à cause de leurs signes. Chacune de ces contributions à la traînée sera évaluée plus en détails en présence des données expérimentales au chapitre 4.

Un aspect du traitement reste cependant nébuleux. Quelle est la validité de l'équation :

$$R' = -\rho U_\infty Q' \quad (2.18)$$

lorsque la source est placée entre des parois convergentes entraînant un gradient de pression longitudinale ? Disons simplement que pour la section d'essais considérée, le gradient de pression conduit à une augmentation de vitesse de l'ordre de 1.1% et que si la méthode de l'annexe A s'applique, cela conduit à une augmentation de la propulsion du même ordre et conséquemment à une diminution de la traînée de l'ordre de 0.6%. Dans le reste de ce travail la propulsion sera évaluée par l'équation 2.18.

En bref, en plus des mesures nécessaires pour calculer la traînée par Betz, équation 2.8, la nouvelle méthode adaptée proposée ici, équation 2.17, requiert les mesures des épaisseurs de déplacement ( $\delta^*$ ) devant le corps et à la station d'inspection, les distributions de pression sur les parois de la soufflerie ainsi que la mesure du profil de turbulence dans le sillage.

## 2.3 Corrections

Supposons une aile de section constante et d'envergure infinie dans un écoulement infini (cas idéal d'étude d'un profil d'aile); la présente expérimentation tente de le simuler par une aile finie dans l'écoulement fini de la soufflerie. Cependant plusieurs différences existent entre les deux écoulements et les mesures des coefficients aérodynamiques doivent être corrigées afin de représenter les données théoriques du profil d'aile. De cette façon, les résultats pourront être comparés entre les différentes installations expérimentales. Il existe plusieurs façons d'évaluer ces corrections et une brève revue de la documentation scientifique nous démontre que malgré des similitudes, aucun consensus n'existe. Bien sûr, l'importance des corrections dépend grandement de la nature des essais et de

l'installation expérimentale. Voyons donc brièvement les différentes corrections et leurs origines tel que présentées dans Rae & Pope [13].

L'écoulement potentiel, loin autour d'un profil d'aile portant, peut être grossièrement approximé par celui que donnerait un tourbillon et un doublet-source (placés au quart de corde de l'aile) dans un écoulement infini. Le fait d'ajouter des parois latérales revient alors à ajouter des plans de symétrie qui peuvent être remplacés par une série d'images du doublet-source et du tourbillon. Afin d'évaluer l'influence de ces parois et de déterminer les corrections, il faut analyser quel est l'effet de ces images :

- Les images du tourbillon ont pour effet d'induire une vitesse perpendiculaire vers le haut à celle de l'écoulement à la mi-corde de l'aile. Il en découle un changement dans l'angle d'attaque effectif et dans la portance de l'aile. En d'autres mots, l'effet sur le profil du redressement des lignes de courant des frontières latérales est semblable à celui d'une augmentation de la cambrure du profil dans l'écoulement libre (voir la référence [14]). La correction pour cet effet prend la forme du terme représentant la géométrie de la soufflerie  $\sigma$  (équation 2.19). Les détails permettant d'arriver à cette équation se trouve à la section 6.6 de Rae & Pope [13].

$$\sigma = \frac{\pi^2 c^2}{48 h^2} = 0.01285 \quad (2.19)$$

- L'effet général des images du doublet-source est d'augmenter la vitesse (pression dynamique) et donc les forces aérodynamiques autour du profil. En anglais, on parle de "solid blockage" et c'est le terme  $\epsilon_{sb}$  (équation 2.20) qui le représente.

$$\epsilon_{sb} = \Lambda \sigma \quad (2.20)$$

Le terme  $\Lambda$  représente le volume du corps. Il est calculé par l'équation 2.21 où  $p$  est la distribution de pression sur le profil symétrique et sans cambrure de même épaisseur.

$$\Lambda = \frac{16}{\pi} \int_0^1 \frac{y}{c} \left[ (1-p) \left( 1 + \frac{dy}{dx} \right) \right]^{\frac{1}{2}} d \frac{x}{c} = 0.2337 \quad (2.21)$$

Il existe une autre correction semblable mais dont l'effet est très faible pour les corps profilés. Il s'agit du "wake blockage" qui considère l'effet des couches limites et du sillage qui s'ajoutent au corps pour former le corps effectif. Cet

effet est évalué en remplaçant les couches limites et le sillage par un surplus de débit provenant d'une source<sup>3</sup>, dont le débit est proportionnel à la traînée  $D' = \rho U_\infty Q'$ , et les parois par une série d'images de cette source. Des puits sont placés loin en aval de l'aile pour assurer la conservation du débit. C'est le terme  $\epsilon_{wb}$  (équation 2.22) qui permet le calcul de cet effet.

$$\epsilon_{wb} = \frac{c}{4h} C_{du} \quad (2.22)$$

- Dans la soufflerie, les couches limites se développent sur les parois ce qui entraîne : une diminution de la section de passage, une augmentation de la vitesse et surtout une diminution de la pression dans la section d'essais. Ainsi l'aile subit ce gradient de pression longitudinal et, peu importe comment est mesurée la force de traînée, il faudra toujours additionner cette "force de flottaison" (soustraire la traînée additionnelle car  $\frac{dp}{dl}$  est négatif) qui n'existe pas dans le cas théorique.

$$C_{du} = \frac{D' + \frac{6h^2}{\pi} \Lambda \sigma \frac{dp}{dl}}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_{\infty u}^2 c} \quad (2.23)$$

Le terme  $\Lambda$  est calculé par l'équation 2.21. Cette correction devrait être très faible pour un corps profilé dans une section d'essais à faible gradient de pression longitudinal. Cependant, si le  $Re$  est faible sur les murs de la section d'essais, l'épaississement des couches limites sera relativement parlant plus rapide et le gradient de pression (qui sera donc plus important) pourra alors rendre ce terme non négligeable.

Ces différentes corrections s'appliquent ensuite sur les paramètres et les coefficients selon les équations suivantes pour l'application des profils d'aile.

$$U_\infty = U_{\infty u} (1 + \epsilon_{sb} + \epsilon_{wb}) \quad (2.24)$$

$$\alpha = \alpha_u + \frac{\sigma}{2\pi} (C_{lu} + 4C_{mu}) \quad (2.25)$$

$$C_l = C_{lu} (1 - \sigma - 2\epsilon_{sb} - 2\epsilon_{wb}) \quad (2.26)$$

---

<sup>3</sup>Cette source est plus forte que la source de Betz.

$$C_m = C_{mu}(1 - 2\epsilon_{sb} - 2\epsilon_{wb}) + \frac{\sigma C_l}{4} \quad (2.27)$$

$$C_d = C_{du}(1 - 3\epsilon_{sb} - 2\epsilon_{wb}) \quad (2.28)$$

Afin d'améliorer le modèle des corrections dans le présent travail, une méthode pour le calcul d'une aile et de ses images a été développée. Cette méthode utilise des panneaux tourbillonnaires [6] et une transformation conforme [15]. Elle est décrite à l'annexe C et on la nomme "méthode Xmur". Elle permet de calculer d'une autre façon les corrections ayant pour terme  $\sigma$  et  $\epsilon_{sb}$  en comparant les  $C_l$  calculés avec et sans les ailes images. Cependant, la méthode étant purement potentielle, les corrections provenant des effets visqueux sont impossibles à calculer. À titre comparatif, le terme  $\epsilon_{sb}$  est environ le quart de  $\sigma$  alors que le terme  $\epsilon_{wb}$  est environ le cinquième de  $\sigma$  lorsque la traînée est très importante ( $\alpha = 12^\circ$ ). Les corrections sur le  $C_l$  sont indépendantes de l'angle d'attaque pour un profil NACA 0012. Elles sont de l'ordre de 1.6% pour la méthode tourbillon et doublet-source alors qu'elles sont de 3.3% pour la méthode Xmur. C'est cette dernière valeur qui sera utilisée pour corriger les estimations expérimentales, le terme  $\epsilon_{wb}$  étant négligé vu sa faible importance sur une faible correction. L'équation 2.29 sera donc utilisée pour corriger les coefficients de portance expérimentaux  $C_{lu}$  afin d'obtenir les  $C_l$   $x_{mur}$  ou coefficients de portance corrigés par la méthode Xmur.

$$C_l \text{ } x_{mur} = \frac{C_{lu}}{1.033} \quad (2.29)$$

# Chapitre 3

## Montage expérimental

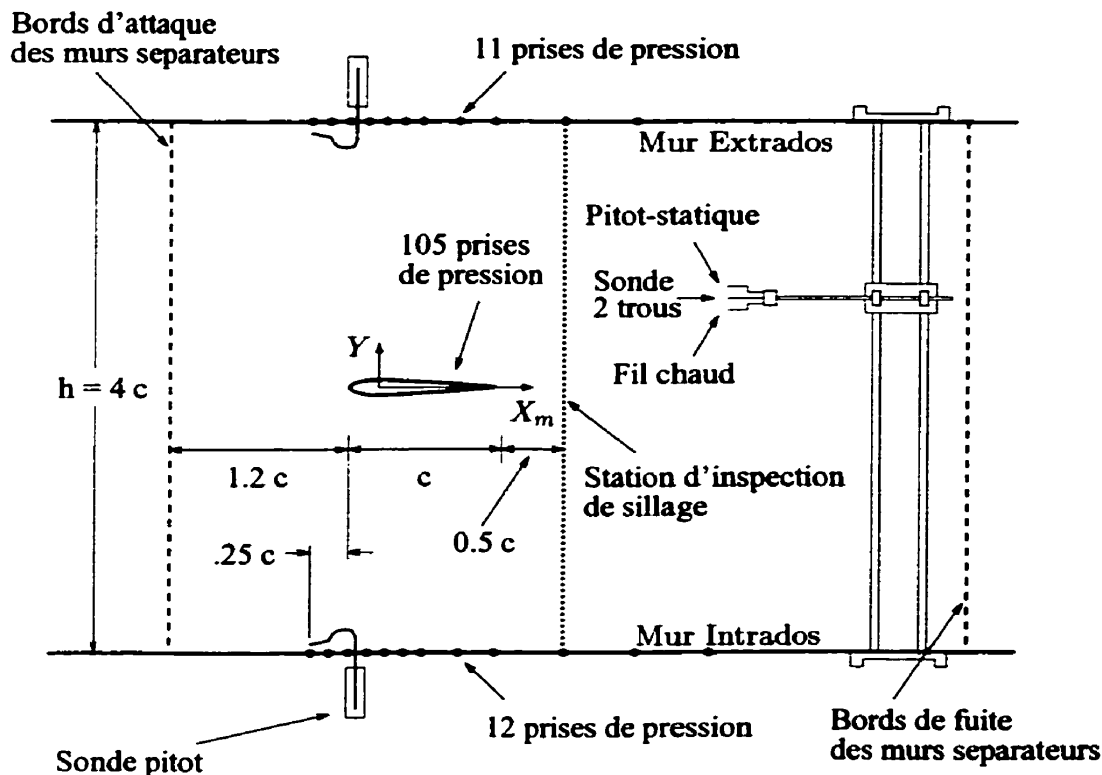
### 3.1 Soufflerie et section d'essais

La soufflerie à circuit fermé du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Université Laval a été utilisée pour la campagne de mesure. Le diamètre de la section d'essais de cette soufflerie est de 0.914m (36") alors que celui à l'entrée du convergent est de 1.778m (70") ce qui donne un rapport de contraction de 3.8. La différence de pression entre l'entrée du convergent et le début de la section d'essais est mesurée, ce qui permet de calculer une vitesse de référence  $U_\infty$ .

La section d'essais est divisée en trois par deux murs séparateurs de façon à avoir une section pratiquement rectangulaire au centre où l'aile est installée. Cette section centrale mesure 0.457m (18"), soit l'envergure de l'aile, par 0.924m (36"), soit quatre fois la corde de l'aile. Des volets mobiles dans les deux sections extérieures peuvent être ajustés pour distribuer le débit entre les trois sections.

La pression statique dans la section d'essais est très inférieure à la pression atmosphérique de sorte que pour une vitesse de 27m/s, la pression totale est d'environ +35Pa alors que la pression statique est d'environ -365Pa par rapport à la pression atmosphérique.

Le taux de fluctuation de vitesse de la soufflerie a été mesuré avec une sonde à fil chaud et est de 0.34% [5]. L'uniformité de l'écoulement est de 0.5% et à vide, le



**FIGURE 3.1**

Schéma de la section d'essais. Note : La coordonnée longitudinale  $X_m$  est définie par rapport au quart de corde. Une coordonnée  $X_a$  définie par rapport au bord d'attaque du profil est également utilisée de même qu'une coordonnée  $X_s$  définie par rapport au bord de fuite.

gradient de pression longitudinal dans la section d'essais au niveau de l'aile est de :

$$\frac{d C_p}{d x/c} = -0.0126. \quad (3.1)$$

Pour plus de détails, le lecteur peut consulter le mémoire de M. Deslauriers [5].

L'aile est fixée à l'aide de quatre "Dowel Pins" sur deux disques d'aluminium. Un fin joint de scellant est appliqué afin de prévenir la communication entre les pression intrados et extrados. Les disques prennent appui sur les murs séparateurs et permettent la rotation de l'aile pour les changements d'angle d'attaque. L'axe des disques est situé au quart de corde de l'aile. La rotation des disques s'effectue manuellement et ils sont fixés avec du ruban adhésif. Des graduations sur le disque du bas sont espacées de  $0.2^\circ$  et l'incertitude sur les mesures d'angle est estimée à  $\pm 0.1^\circ$ . La position de référence,  $\alpha = 0^\circ$ , a été fixée à l'aide d'une règle prenant appui sur l'aile et soutenant deux



fil à plomb pointant une ligne tracée au fond de la section d'essais. La position de référence a ensuite été modifiée de  $0.1^\circ$  afin de retrouver une bonne concordance des  $C_p$  expérimentaux entre l'intrados et l'extrados sur la seconde moitié de l'aile.

Avant chaque essai, les débits étaient équilibrés dans les 3 sections. Ces équilibrages visaient à obtenir une belle "ligne" de stagnation sur le bord d'attaque de chacun des murs séparateurs et ainsi à pouvoir utiliser la vitesse de référence mesurée au convergent pour toutes les configurations de l'aile. La procédure pour l'ajustement des débits est décrite dans le mémoire de M. Deslauriers [5].

Telle que présentée précédemment, la méthode de Betz adaptée nécessite de l'information sur les couches limites et les distributions de pression sur les murs verticaux. Ces distributions sont mesurées à l'aide de 23 prises de pression indiquées sur le schéma de la figure 3.1. L'épaississement des couches limites sur ces murs est approximé par une droite. Le profil de vitesse de ces couches limites est mesuré à  $0.25c$  devant le bord d'attaque de l'aile sur chacun des deux murs. Ces mesures se font à l'aide de deux sondes pitot à déplacement manuel, branchées sur l'entrée haute d'un capteur Schaevitz 5" d'eau. L'entrée basse du capteur est branchée sur la prise de pression statique sur le mur approprié. Cette prise est située au niveau du bout du pitot. Derrière l'aile, c'est soit la sonde fil chaud (côté intrados) ou la sonde pitot-statique (côté extrados) du système de déplacement qui permet de mesurer l'épaisseur de la couche limite.

## 3.2 Chaîne d'acquisition de données

La majeure partie de la chaîne d'acquisition de données est présentée sur le schéma de la figure 3.2. Le programme d'acquisition est fait dans le langage HtBasic. Toutes les mesures, que ce soit pour l'étalonnage ou lors des essais, sont faites de la même façon en utilisant les mêmes instruments.

Le déroulement de chaque expérimentation se faisait selon la procédure suivante :

1. Configuration de l'installation : ajustement de l'angle d'attaque de l'aile et positionnement du système de déplacement à la station d'inspection et à la position de l'envergure désirée;

Quantité mesurée	Type de capteur	Gamme	Incertitude
température	Thermistor	30 à 38°C	±0.5°C
$\bar{U}$ dans le sillage	fil chaud + TSI 1750	0 à 30m/s	±0.5m/s
$U_\infty$ convergent	Schaevitz 5" d'eau	26 à 28m/s	±0.4m/s
$p_{t_\infty} - p_a$ pitot-statique #3	Schaevitz 5" d'eau	+31 à +42Pa	±3Pa
$p_t - p$ dans le sillage, pitot-statique #5	Schaevitz 5" d'eau	+4 à +451Pa	±3Pa
$p_{t_\infty} - p_t$ dans le sillage, pitot-statique #5	Baratron 133Pa et Ashcroft ±10" d'eau	-.5 à +370Pa	±1Pa
$\Delta p$ sonde 2 trous	Ashcroft ±5" d'eau	-32 à +203Pa	±1°
$\frac{\sqrt{w^2}}{U_\infty}$	fil chaud + TSI 1750	0 à 0.135	±0.005
$p - p_a$ pression pariétale	Ashcroft ±10" d'eau	+35 à -2605Pa	±6Pa
angle d'attaque	Disque gradué	-16° à +16°	±0.1°

**TABLEAU 3.1**

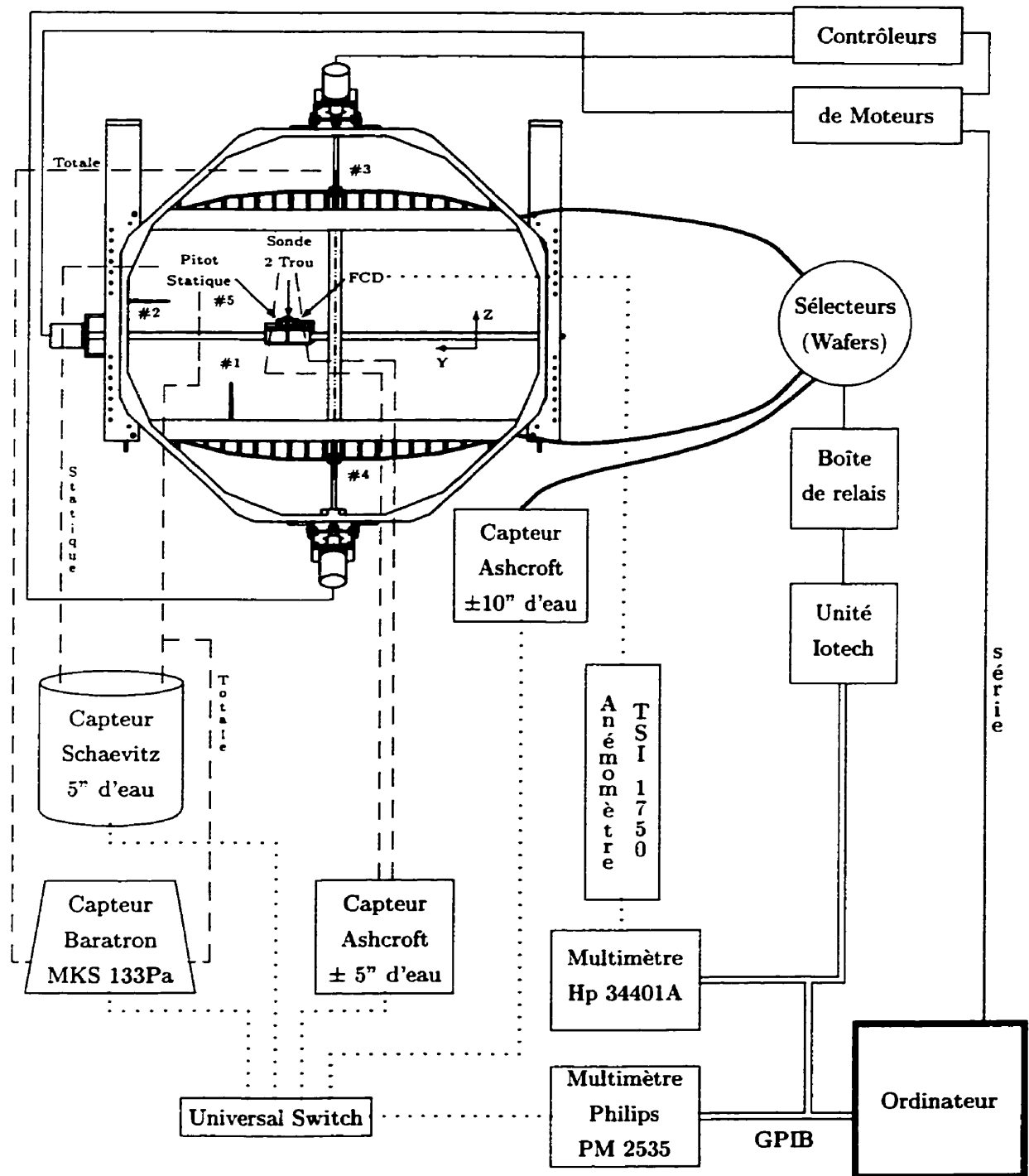
Détails des quantités mesurées par la chaîne d'acquisition de données.

- Mise sous tension de tous les instruments (sonde fil chaud incluse) et stabilisation de la température dans la soufflerie (durée : environ 1 heure);
- Mesure de la pression atmosphérique sur le baromètre à mercure. L'équation utilisée pour la conversion est :

$$p_{atmPa} = p_{atm_{mmHg}} \times 133.647 \frac{\text{Pa}}{\text{mmHg}} \times \left( 1. + \frac{1.84 \times 10^5}{^\circ\text{C}} T \right) \times \frac{1. + 1.156 \times 10^{-4}}{1. + \frac{1.818 \times 10^{-4}}{^\circ\text{C}} T} \quad (3.2)$$

où  $T$  est la température du mercure ou de la pièce;

- Arrêt de la soufflerie pour la mise à zéro des capteurs de pression et étalonnage de la sonde fil chaud (le détail de l'étalonnage sera présenté à la section 3.4.1);
- Ajustement des volets des murs séparateurs jusqu'à équilibrage des débits dans les trois sections. Cet ajustement permet d'égaliser les mesures de vitesse des pitot-statique #3 et #4 avec la vitesse extérieure visée. L'écoulement ainsi obtenu devrait former une belle ligne de stagnation sur le bout des bords d'attaque de chacun des murs séparateurs. Une fois la section d'essais équilibrée, la vitesse mesurée au convergent est utilisée comme référence  $U_\infty$ . (Pour plus de détails, le lecteur peut consulter le mémoire de M. Deslauriers [5];



**FIGURE 3.2**

Schéma de la chaîne d'acquisition de données.

6. **Mesure des paramètres de l'expérimentation.** Comme les mesures se font avec des multimètres et un sélecteur universel, elles ne se font pas simultanément. De plus, les branchements des différents capteurs amènent des temps de réponse variables. Afin de diminuer l'effet du biais dû à la dérive et aux fluctuations des conditions d'expérimentation, pour chaque point de mesure (une prise pariétale ou un point d'inspection de sillage) tous les capteurs en fonction sont interrogés 5 fois. Si, lors de la mesure de cet échantillon, l'écart-type entre les 5 mesures de vitesse au convergent respecte la condition  $\frac{\sigma}{\bar{v}} < .1\%$  alors les moyennes de cet échantillon sont conservées et le déplacement du système de déplacement et/ou le changement sur le sélecteur de pression pariétale s'effectue. Si la condition n'est pas respectée, la première mesure est éliminée et remplacée par une nouvelle mesure de tous les paramètres et ainsi de suite jusqu'à ce que la condition soit respectée. La plupart du temps, les 5 premières mesures sont suffisantes mais parfois la soufflerie perd sa constance et jusqu'à 20 mesures peuvent être nécessaires. Afin de diminuer la durée des acquisitions, les sondes du système de déplacement peuvent être mises hors fonction indépendamment pour différents points de mesure. Ainsi, lorsque la sonde pitot-statique effectue un balayage très serré dans le sillage, la sonde fil chaud et la sonde 2 trous ne sont interrogées qu'une fois par dix déplacements. De cette façon, un point d'acquisition demande en moyenne 50 secondes comprenant un délai de stabilisation de 10 secondes (les inspections de sillage nécessitent autour de 100 points de mesure et la prédiction du  $C_l$  se fait à partir de 60 points de mesures). La durée totale de l'expérimentation est très importante non seulement sur le plan pratique mais aussi au niveau de la précision des résultats, car la température dans la soufflerie varie avec le temps et la sonde fil chaud vieillit;
7. Avant d'arrêter la soufflerie, une vérification de l'ajustement des débits est effectuée (toutes les vérifications ont toujours démontré une bonne stabilité de cet ajustement) et la sonde fil chaud est étalonnée de nouveau. Lors du traitement des données, la vitesse au fil chaud sera calculée par une moyenne pondérée de la vitesse du premier et du second étalonnage. Cette pondération est décrite à la section 3.4.1.

Avant de procéder au calcul des coefficients aérodynamiques, les mesures sont transformées en coefficients sans dimension  $C_p$  et  $\frac{U}{U_\infty}$ . La vitesse de référence est déduite de la différence entre les pressions à l'entrée et à la sortie du convergent. L'incertitude sur cette référence provient principalement de trois sources :

1. **Incertaince sur la mesure de la différence de pression mesurée au convergent.** La documentation des capteurs Schaevitz assure une précision de  $\pm 0.5\%$  de 5" d'eau mais les capteurs étant étalonnés par une régression quadratique dans une gamme limitée à l'utilisation, cette précision peut être estimée à  $\pm 0.25\%$  soit  $\pm 3\text{Pa}$  ou  $\pm .75\%$  de la pression dynamique ( $\simeq 400\text{Pa}$ ).
2. **Incertaince sur l'étalonnage du convergent.** Il s'agit des mesures de vitesse faites au pitot-statique lors de l'étalonnage de la section d'essais à vide. Donc d'une autre mesure de pression dynamique ( $\pm .75\%$ ).
3. **Incertaince sur la validité de cette référence.** Lorsque l'aile est dans la section d'essais et génère de la portance, elle influence l'ensemble de l'écoulement. Les volets des murs séparateurs sont ajustés en conséquence mais il demeure une incertaince difficile à chiffrer. Pour le moment cette incertaince est supposée nulle mais il se pourrait qu'elle soit la plus grande source.

Donc l'incertaince sur les mesures de la pression dynamique est estimée approximativement à  $\pm 1.5\%$ . Cette pression dynamique est aussi corrigée pour les effets de compressibilité ( $\simeq 0.5\%$ ). Le détail de ces corrections est présenté à l'annexe E.

### 3.3 Aile

L'aile est construite à partir d'un coeur en mousse de polystyrène blanc, découpé à l'aide d'un fil métallique chauffé par un courant électrique. Ce coeur est ensuite recouvert de fibre de verre et de balsa. De plus, 105 prises de pression pariétale sont disposées sur l'aile. Son allongement est de 2 (envergure de 18" et corde de 9"). Le rapport entre l'espacement des parois du tunnel et la corde de l'aile est de 4 ce qui est suffisant pour des essais à faible portance (van den Berg [16] parle d'un rapport minimum de 3.33).

### 3.3.1 Fabrication de l'aile-98

Voici les étapes qui ont été nécessaires à la réalisation de l'aile-98.

#### **Découpage du coeur de l'aile :**

Le profil découpé est celui du NACA 0012 dégraissé, c'est-à-dire qu'à partir du profil théorique, une épaisseur de .0625" a été soustraite perpendiculairement sur tout le contour (ceci représente l'épaisseur du balsa et du fibre de verre qui sera ajoutée au coeur). Deux gabarits sont découpés selon la forme du profil dégraissé dans du plastique stratifié ou un autre matériau non conducteur de chaleur afin que la température soit constante le long du fil de coupe et que la forme coupée ne soit pas celle d'un coeur de pomme, amincie au centre. Les deux gabarits sont ensuite collés sur les côtés d'un bloc de mousse de polystyrène blanc peu dense, car une mousse dense est difficile à découper et favorise la formation de tensions de surface qui déforment l'aile. Le bloc de mousse était plus court que la corde car le bord d'attaque et le bord de fuite sont faits de balsa plein. Les gabarits peuvent être numérotés le long du tracé de coupe permettant à deux utilisateurs de vérifier que le fil de coupe est toujours perpendiculaire aux gabarits.

#### **Recouvrement de l'aile :**

L'aile a été recouverte d'une mince couche de résine époxy (la résine de polyester dissout la mousse de polystyrène), de deux couches de fibre de verre 2oz et d'une planche de balsa de .0625" d'épaisseur (la résine imbibe le balsa). Le tout a été remplacé dans les coquilles restantes de la coupe et mis sous presse. L'étape suivante a été de coller les morceaux de balsa du bord d'attaque et du bord de fuite. Ils ont ensuite été amenés à leur forme avec un petit rabot. Les deux guides d'aluminium, qui serviront à obtenir la forme désirée, sont collés avec précision sur les côtés de l'aile. Ces guides ont exactement la forme du profil NACA 0012. Leur épaisseur est de 0.125" et ils ont été usinés sur une fraiseuse à commande numérique à partir d'un fichier de 242 points pour tout le contour. L'aile a finalement été peinte au fusil avec un apprêt catalysé. L'aile a alors été polie et amenée à la forme du NACA 0012. Le sablage s'est fait avec un papier #100 collé sur un grand bloc d'aluminium extrudé. Le maniement du bloc s'effectuait dans le sens de l'envergure en prenant appui sur les deux guides d'aluminium. Cette étape de finition n'était cependant pas nécessaire car la forme de l'aile a beaucoup varié par la suite.

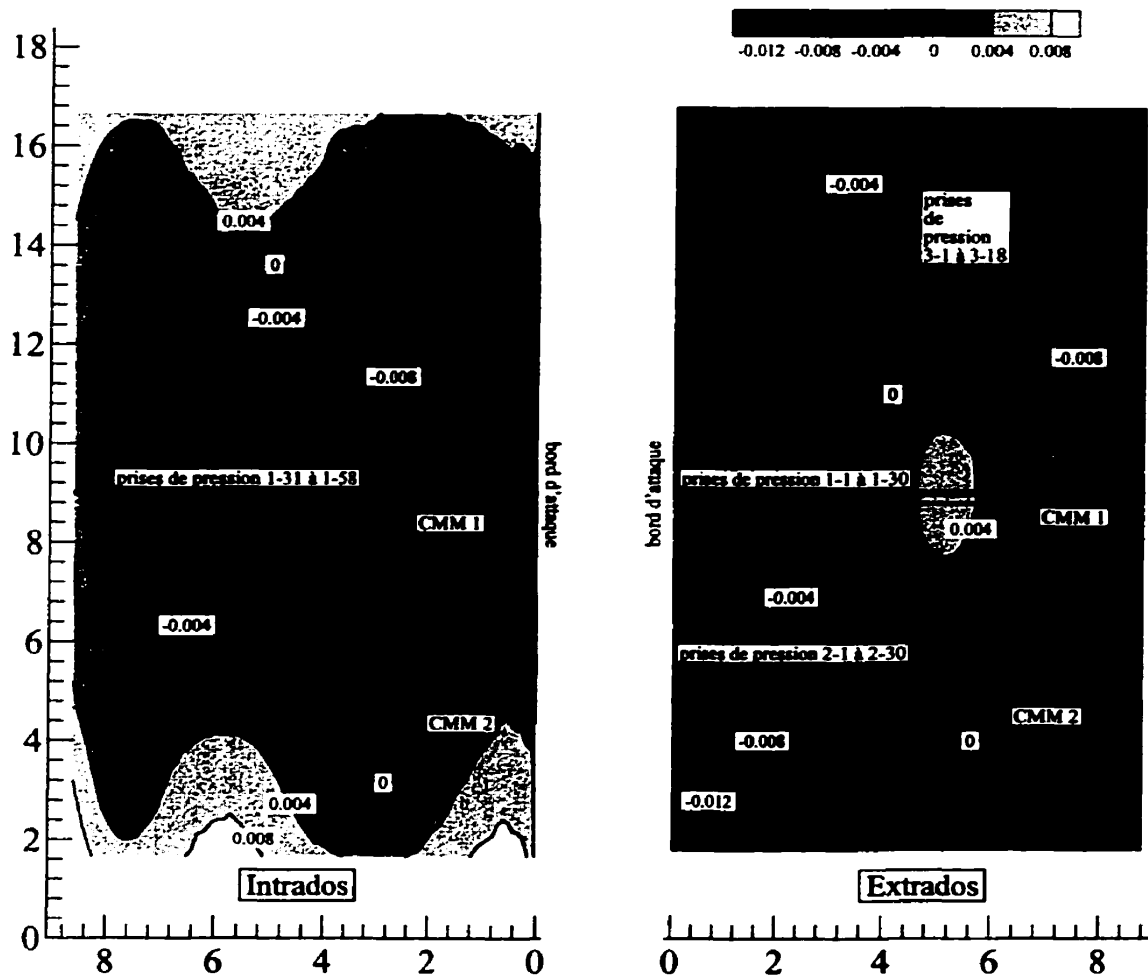
### **Ouverture de la calotte :**

Pour installer les prises de pression pariétales, il était nécessaire d'ouvrir l'aile. La première étape a consisté à découper la mousse de polystyrène à l'intérieur de l'aile le long de la corde. Pour ce faire, l'aile a d'abord été percée transversalement à l'aide d'un tube puis le fil de coupe a été inséré. Les guides d'aluminium ont donc dû être décollés ce qui a supprimé les repères de la première finition. De plus, l'aile une fois coupée n'avait plus de soutien en épaisseur et s'écrasait sous la force du balsa qui voulait reprendre sa forme plane. Le contour de la calotte a été découpé à l'aide d'une mince scie. Ici encore l'aile s'est déformée en enlevant la calotte. Afin de redonner de la rigidité à l'aile, une cage en contre-plaqué pour modèle réduit a été construite. C'est sur cette cage que les filets (durcis à la colle cyano-acrylate), servant aux vis de fixation de la calotte, ont été usinés. L'aile a ensuite été recouverte de mastic ('putty') aux endroits plus minces. Le joint autour de la calotte a été travaillé en deux étapes : un mince ruban adhésif a été collé sur la calotte, le joint a été rempli de mastic et la calotte a été fixée en son lieu, le surplus de mastic étant essuyé. On a répété les mêmes étapes mais cette fois le ruban adhésif a été installé sur le pourtour de l'ouverture et le mastic s'est solidifié sur la calotte. Les guides d'aluminium ont été recollés et la vraie finition a pu être effectuée. Il a fallu ensuite installer les prises de pression pariétale. Les prises sont constituées d'un tube d'acier inoxydable (O.D. 0.020", I.D. 0.010") sur lequel est branché un tube flexible ou tygon (O.D. 0.056"). Sur ce tygon, on a collé un autre tygon de 'Téflon' à peine plus gros qui peut être inséré dans le tygon qui se rend au sélecteur. Cette technique est très utile car elle permet de séparer complètement la calotte du reste de l'aile. Pour positionner les prises, un plan réalisé sur 'Pro Engineer' a été collé sur l'aile et chacun des trous a été percé à l'aide d'un 'Dremell' sur lequel on avait directement installé l'un des tubes d'acier inoxydable. Les tubes ont ensuite été insérés et collés à la colle cyano-acrylate. Les bouts qui dépassaient à l'extérieur ont été coupés et limés jusqu'à la paroi.

### **3.3.2 Précision géométrique de l'aile-98**

Une fois terminée, l'aile a été mesurée à l'aide de la machine CMM (Coordinate Measuring Machine) du département de génie mécanique de l'Université Laval. L'opération

dura une journée et quelques 3000 coordonnées ont été mesurées. Les détails de ces mesures accompagnés d'autres données se trouvent à l'annexe D. La figure 3.3 présente



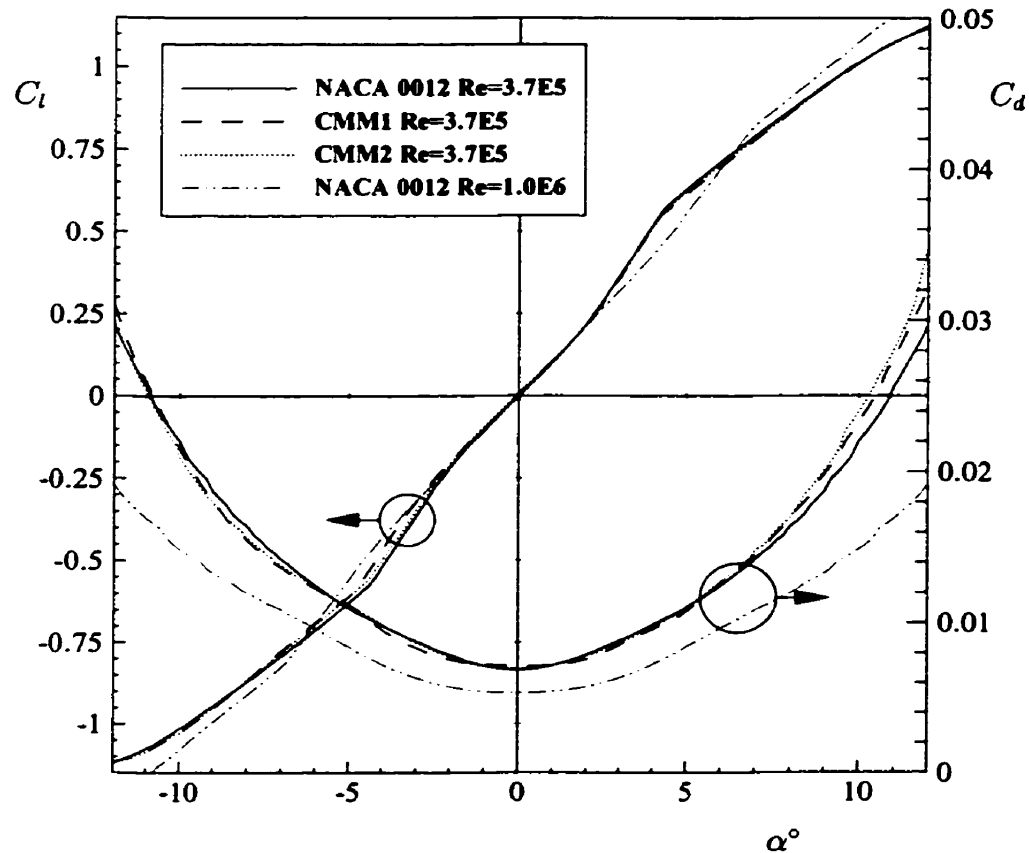
**FIGURE 3.3**

Différences en pouce entre les mesures CMM sur l'aile-98 et une aile de profil NACA 0012

les iso-contours de la différence entre les mesures CMM et une aile NACA 0012. Les valeurs sont en pouces et une valeur négative signifie que la surface de l'aile-98 est à l'intérieur de l'aile NACA 0012. Dans la zone de mesure de portance et de traînée, les différences sont au maximum de  $+0.004''$  et de  $-0.008''$ , ce qui est nettement mieux que ce qui avait été obtenu auparavant [3]. Afin d'estimer l'effet sur la portance et la



traînée de différence de cet ordre, deux profils (indiqués sur la figure 3.3 par CMM1 et CMM2) ont été choisis et importés dans Xfoil. La figure 3.4 présente la comparaison



**FIGURE 3.4**

Courbes théoriques de  $C_l$  et de  $C_d$  pour le profil NACA 0012 et les deux profils de l'aile-98 mesurés à la CMM. Réalisée avec Xfoil :  $N=200$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .

entre les résultats de ces calculs et ceux qui sont obtenus si un profil d'aile NACA 0012 est utilisé. L'effet sur le  $C_l$  semble faible et bien inférieur à l'effet du nombre de Reynolds quoique la symétrie est brisée. Le changement de pente s'explique par le déplacement du point de transition sur le côté intrados jusqu'au bord de fuite où Xfoil déclenche automatiquement la transition si elle n'a pas eu lieu sur l'aile. Ce changement de pente est un indicatif de la difficulté du problème à bas Reynolds et des limites de calcul des modèles de Xfoil. Pour ce qui est du  $C_d$ , des différences allant jusqu'à 12% sont observables pour les fortes portances et ce malgré que les profils CMM1 et CMM2 aient été légèrement lissés numériquement avant le calcul Xfoil. En pratique l'aile a un fini de surface et des imperfections locales qui passent inaperçues pour la

CMM mais qui pourraient par ailleurs avoir un effet assez fort sur la traînée mesurée expérimentalement.

Des mesures de la corde de l'aile-98 sont nécessaires pour la normalisation des coefficients. Sur 15 points mesurés au bord de fuite, la corde maximum était de 8.989" alors que la corde minimum était de 8.986". L'incertitude étant relativement très faible, la valeur de corde utilisée pour les normalisations sera de  $9" \pm 0.15\%$ .

### 3.3.3 Prises de pression pariétale

Au total, 105 prises de pression pariétale ont été installées sur la surface de l'aile.

- 58 prises sont placées tout autour de la section centrale (extrados et intrados) et portent les numéros 1-1 à 1-58 (van den Berg [16] suggère entre 60 et 130 prises de pression pour bien calculer l'intégrale de portance). Le tableau B.1 présente les coordonnées théoriques choisies pour la position de chacune des prises. Les prises 1-43,1-47 et 1-56 sont défectueuses.
- 29 prises sont placées sur l'extrados d'une seconde section située à 89mm (3.5") de la première et portent les numéros 2-1 à 2-30. Il n'existe aucune prise 2-20.
- Les 18 dernières prises sont situées au niveau de la prise 1-20 et balayent toute l'envergure de l'aile. Elles sont espacées entre elles de 23mm (0.9") et portent les numéros 3-1 à 3-18. La prise 3-9 est défectueuse.

Un capteur Ashcroft  $\pm 10"$  d'eau était utilisé pour mesurer les pressions des prises de pression pariétale. L'entrée haute du capteur était branchée sur la sortie du sélecteur ('Fluid Switch Wafer') sur lequel toutes les prises de pression pariétale étaient branchées. L'entrée basse est laissée ouverte à la pression atmosphérique qui, étant une pression intermédiaire constante, est une bonne référence pour un capteur  $\pm 10"$  d'eau. Afin d'accélérer le processus de sélection, chaque changement de prise doit se faire de façon à ce qu'un seul pas de solénoïde soit nécessaire ou, plus simplement dit, le balayage doit se faire dans l'ordre croissant de numérotation des prises du sélecteur (de 1 à 120). De plus, pour diminuer le temps de stabilisation après un changement de prise, il faut balayer en sélectionnant la prise de pression pariétale voisine sur l'aile. Un

numéro de la prise	$x$	$ y $
1	.000	.000
2 ou 31	.025	.082
3 ou 32	.080	.145
4 ou 33	.180	.212
5 ou 34	.300	.268
6 ou 35	.450	.320
7 ou 36	.675	.380
8 ou 37	.900	.422
9 ou 38	1.125	.455
10 ou 39	1.350	.481
11 ou 40	1.575	.501
12 ou 41	1.800	.516
13 ou 42	2.025	.527
14 ou 43	2.250	.535
15 ou 44	2.475	.539

numéro de la prise	$x$	$ y $
16 ou 45	2.700	.540
17 ou 46	3.150	.535
18 ou 47	3.600	.522
19 ou 48	4.050	.502
20 ou 49	4.500	.476
21 ou 50	4.950	.446
22 ou 51	5.400	.411
23 ou 52	5.850	.372
24 ou 53	6.300	.330
25 ou 54	6.750	.284
26 ou 55	7.200	.236
27 ou 56	7.650	.185
28 ou 57	8.100	.130
29 ou 58	8.550	.073
30	9.000	.011

**TABLEAU 3.2**

Positions théoriques des prises de pression (en pouces).

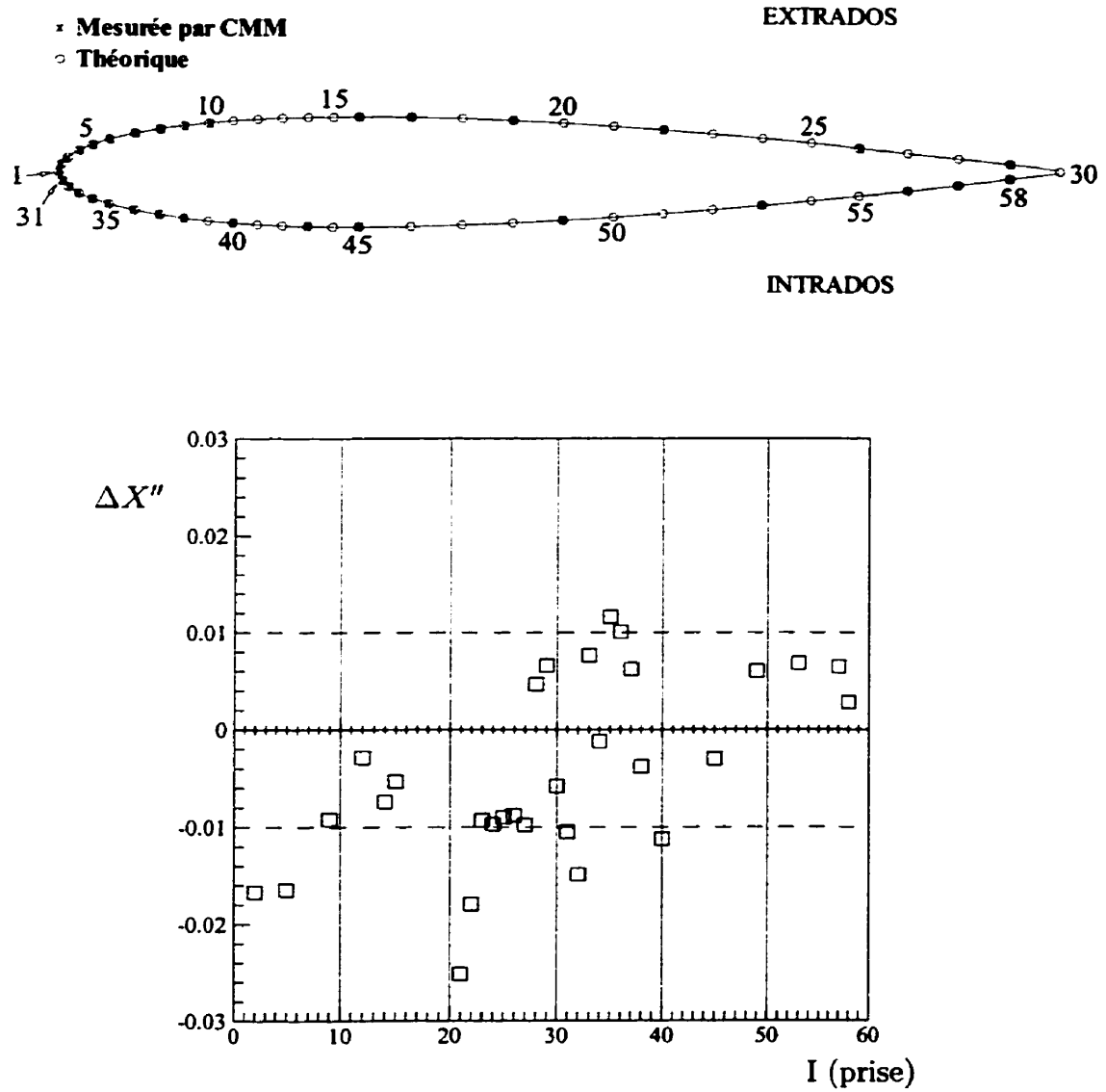
délat de 10 secondes sépareit un changement de prises du début de la mesure. Les  $C_p$  sont calculés à partir d'un échantillon de 5 mesures, chacune étant calculée de la façon suivante :

$$C_p = \frac{p_{mes} - p_{t\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} + 1 \quad (3.3)$$

Le plus grand  $C_p$  mesuré est évidemment de +1.0 soit  $\simeq +35\text{Pa}$  et le plus faible est de -5.6 ( $\alpha = 12^\circ$ ) soit  $\simeq -2605\text{Pa}$  par rapport à la pression atmosphérique. L'écart type  $\frac{s_{C_p}}{1.0}$  entre les 5 mesures était d'au plus 0.8%. En supposant une incertitude de  $\pm 6\text{Pa}$  sur la mesure de  $p_{mes}$  par le capteur Aschroft, une incertitude de  $\pm 3\text{Pa}$  sur la mesure de  $p_{t\infty}$  par un capteur Schaevitz et une incertitude de  $\pm 1.5\%$  sur la pression dynamique, l'incertitude totale pour  $C_p = -1.0$  est de  $\pm 2.5\%$ .

De plus, lors du calcul du  $C_l$ , la position précise des prises de pression est nécessaire. Les positions de certaines prises ont été mesurées par la CMM et la figure 3.5 présente

les différences entre les points théoriques et ces points mesurés. L'incertitude sur la position des prises est évaluée à  $\pm 0.01''$  (soit  $\pm$  le diamètre de l'entrée d'une prise de pression) selon l'axe  $X$  pour toutes les prises. Lorsque disponibles, les valeurs mesurées seront utilisées lors des calculs. La propagation de ces incertitudes lors du calcul du  $C_l$  sera présentée au chapitre suivant.



**FIGURE 3.5**  
 Comparaison entre les positions théoriques et mesurées des prises de pression pariétale.

### 3.3.4 Suggestions pour la fabrication des prochaines ailes

L'aile fabriquée pour ce travail a une très bonne précision géométrique et les prises de pression pariétale fonctionnent bien. Cependant sa construction a été longue et très complexe. Les principaux défauts de cette aile sont :

- La fragilité de sa surface, bord de fuite qui s'égraine si accroché et surface qui perce sous la pointe de la CMM.
- Difficulté de manipulation à cause des longs tubes sortant de l'aile

Après discussion avec Monsieur Martin Lefebvre (modéliste) et Monsieur Alain Pelletier (University of Notre Dame), voici une méthode qui pourrait être utilisée pour la fabrication des prochaines ailes.

**Fabrication d'un modèle qui servira à fabriquer le moule.** Ce modèle a la forme exacte de l'aile. Il peut être usiné dans la masse par fraiseuse à commande numérique ou construit en mousse de polystyrène et balsa en suivant les étapes de la section 3.3.1 en excluant l'ouverture de la calotte. Il est à noter que lors de la construction de l'aile-98, tout s'est très bien déroulé et l'aile était pratiquement parfaite avant l'ouverture de la calotte.

**Fabrication du moule extérieur directement sur le modèle.** Ce moule pourra servir à la fabrication de plusieurs copies de l'aile. Ainsi, une copie pourrait être utilisée pour les prises de pression pariétale, une autre servirait pour la visualisation, une autre pourrait être instrumentée d'une balance interne ou de film chaud et toutes seraient identiques.

Les ailes peuvent être construites d'une coque formée d'un sandwich de fibre de verre et de mousse dense moulé sous vide. Elles peuvent aussi être construites par remplissage du moule avec une résine. Dans le premier cas, les prises de pression sont installées après le moulage (la coque est séparée en deux mais les morceaux gardent leurs formes grâce à la rigidité de la peau sandwich) d'une façon semblable à celle présentée à la section 3.3.3. Dans le second cas, des fils à pêche sont collés dans le moule avant l'injection de la résine puis retirés après, laissant des conduites pour la pression. Finalement, il serait beaucoup plus pratique d'installer sur les côtés de l'aile

une série de connecteurs sur lesquels viendrait se brancher les tubes, au lieu d'avoir des tubes pleine longueur sortant de l'aile.

### 3.4 Système de déplacement pour l'inspection du sillage

Le système de déplacement est construit à partir de deux tiges d'acier cylindriques de  $\frac{5}{8}$ " de diamètre sur lesquels se déplacent quatre blocs à roulements à billes. Ces blocs supportent le chariot et le bras sur lequel les sondes sont fixées. Des bras de différentes longueurs peuvent être installés ce qui permet des inspections de sillage à différentes stations allant directement du bord de fuite jusqu'à  $1.8c$  derrière celui-ci. Une vis-à-billes, d'un pas de 5mm/tour et un moteur pas à pas permettent des déplacements précis. Pour rendre le système de traverse plus aérodynamique et uniforme, il est recouvert d'un carénage fait de tôle d'aluminium. Malgré tout, ce carénage traîne et dévie toujours beaucoup l'écoulement. Cependant, dans la configuration actuelle, sans le système de déplacement et le carénage il est impossible d'ajuster les débits pour des configurations de profil d'aile à faible traînée car la vitesse dans la section centrale est plus grande peu importe la position des volets des murs séparateurs. Ainsi, si le système de déplacement est enlevé, un grillage devra être installé derrière l'aile afin d'augmenter la perte de charge dans la section centrale. La partie du haut du carénage doit être enlevée lorsque des inspections à  $1.8c$  sont effectuées, le support de sonde se fixant alors directement sur le chariot. Le système de déplacement permet des inspections d'un mur à l'autre de la soufflerie. Près des murs, seule l'une des deux sondes (pitot-statique ou fil chaud) peut s'approcher suffisamment pour mesurer l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ . Finalement, tout le système de déplacement est mobile verticalement sur 11cm ( $0.48c$ ) afin d'inspecter différentes coupes le long de l'envergure.

#### 3.4.1 Sonde à fil chaud droit

La sonde à fil chaud Auspex avec un fil de Tungsten de  $5\mu\text{m}$  est utilisée avec l'anémomètre TSI 1750. Cette sonde est de loin l'instrument le plus difficile à utiliser. D'abord, le fil est extrêmement fragile et doit être remplacé régulièrement suite à son

vieillessement qui finit par lui enlever sa sensibilité (généralement après quatre jours d'utilisation intensive). Ensuite la sonde doit être étalonnée avant et après chaque inspection. Cet étalonnage demande environ 15 minutes et s'effectue de la façon suivante :

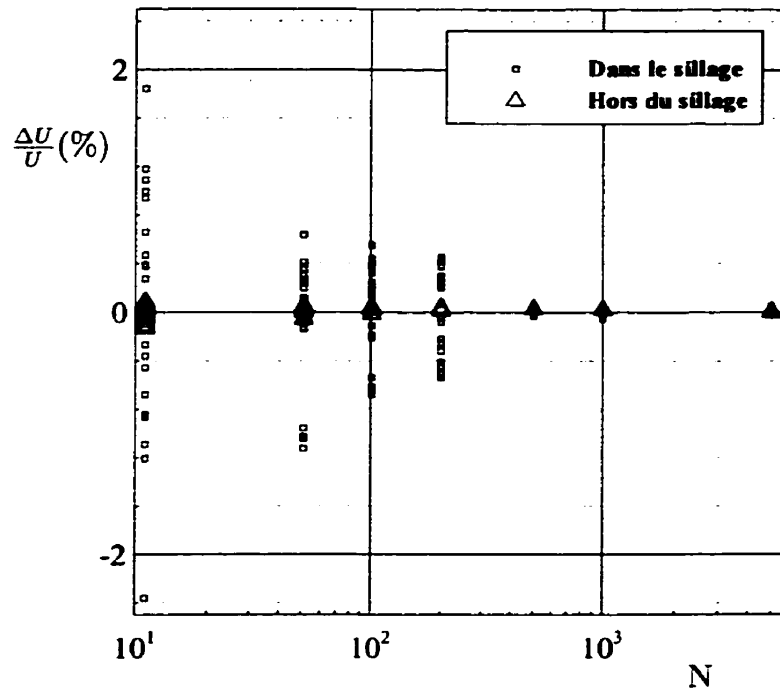
- Déplacement des sondes vers le mur intrados avec la sonde fil chaud juste à l'extérieur de la couche limite du mur. De cette façon, la sonde Pitot statique et le fil chaud mesurent deux vitesses d'écoulement semblables même si l'aile est à incidence et que la distance entre les sondes est de 120mm.
- Variation de la vitesse d'écoulement de la soufflerie avec mesures. Chacune de ces mesures s'effectue de la même façon que lors des balayages de sillage et chacune constitue un point d'étalonnage. Les différentes vitesses d'étalonnage étaient : 26,17,22,25,20,27,29,19 et 24m/s. Le changement de vitesse doit se faire en dents de scie, minimisant ainsi l'erreur de biais causée par les variations de la température (elle peut varier de 1°C lors d'un étalonnage).

Les équations d'étalonnage utilisées sont :

$$\bar{U} = \sqrt[n]{\frac{\bar{E}^2}{C_{tm}B} - \frac{A}{B}} \quad (3.4)$$

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{U}} = \frac{2\bar{E}\sqrt{\overline{e'^2}}}{n(\bar{E}^2 - AC_{tm})} \quad \text{avec} \quad C_{tm} = \frac{210^\circ\text{C} - T^\circ\text{C}}{210^\circ\text{C} - 33.5^\circ\text{C}} \quad (3.5)$$

Le fil chaud a un temps de réponse très court, c'est ce qui fait sa force. Mais il faut être très prudent avant de l'utiliser pour mesurer des quantités moyennes. Pour choisir le nombre de mesure et le temps d'intégration nécessaire, il faut tester la sonde dans l'écoulement où elle sera utilisée. L'anémomètre TSI 1750 est branché à un multimètre HP 34401A et chaque mesure de tension demande environ .0165 seconde. La configuration du multimètre pour ces mesures se fait par la commande : CONF:VOLT:DC 10,1E-4, soit une échelle de 10Volts et une résolution au 0.0001Volts. La figure 3.6 présente la convergence statistique des moyennes de mesures au fil chaud dans et hors du sillage. Chacune des moyennes utilise un nombre N de points dont les



**FIGURE 3.6**

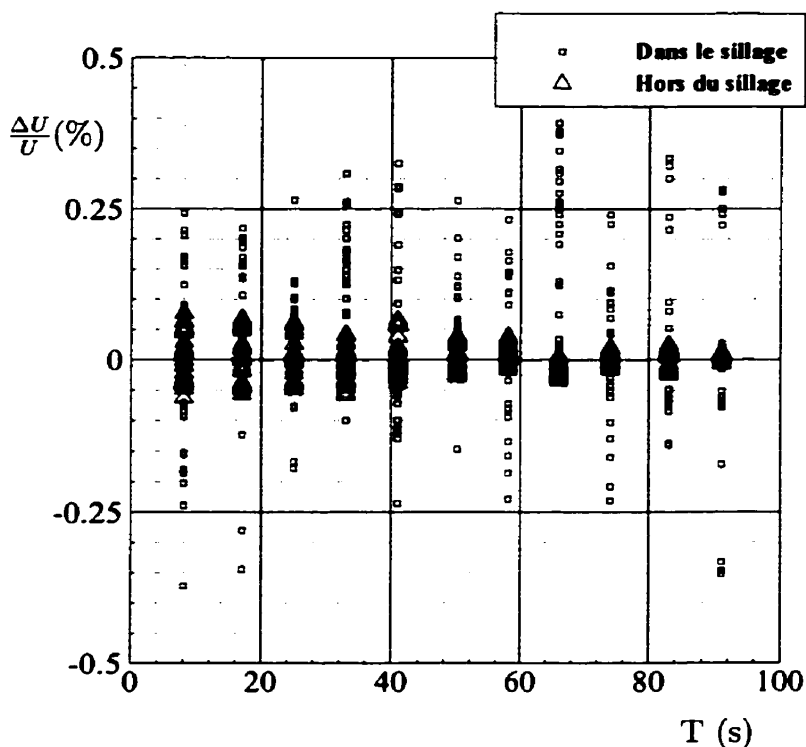
Convergence statistique des mesures au fil chaud.  $\alpha = 8^\circ$  et inspection à  $\frac{1}{2}$  corde derrière le bord de fuite de l'aile.

mesures se sont faites sur un temps de 82.5s (l'équivalent de 5000 points à cadence maximum). Ces données indiquent que 500 mesures de tension sont suffisantes pour calculer une bonne vitesse moyenne. Tel que présenté à la section 3.2, la tension moyenne  $\bar{E}$  est calculée à partir de cinq valeurs mesurées de façon intercalée avec les autres capteurs. Cependant, à la différence des autres capteurs, chacune des cinq valeurs est une moyenne sur 100 mesures de la tension du TSI 1750. Ainsi, la tension moyenne qui sera traitée, est basée sur 500 mesures de  $E$ . La conversion en vitesse moyenne se fait lors du traitement après la manipulation à partir des deux étalonnages selon la fonction suivante :

$$\bar{U} = \frac{N-i}{N} \bar{U}_{\text{étalonnage1}} + \frac{i}{N} \bar{U}_{\text{étalonnage2}} \quad (3.6)$$

où  $N$  est le nombre total de mesures entre les deux étalonnages et  $i$  est la position de la mesure à travers  $N$ . La figure 3.7 présente la convergence temporelle pour le cas  $N=500$  et montre clairement que la durée sur laquelle ces 500 mesures sont prises n'a pas d'influence dans la limite d'utilisation de nos instruments. Les 500 mesures se font donc par tranche de 100 sur un temps variant selon que la sonde pitot-statique et la sonde 2 trous sont aussi interrogées.





**FIGURE 3.7**

Convergence temporelle des mesures au fil chaud :  $N=500$ ,  $\alpha = 8^\circ$  et inspection à  $\frac{1}{2}$  corde derrière le bord de fuite de l'aile.

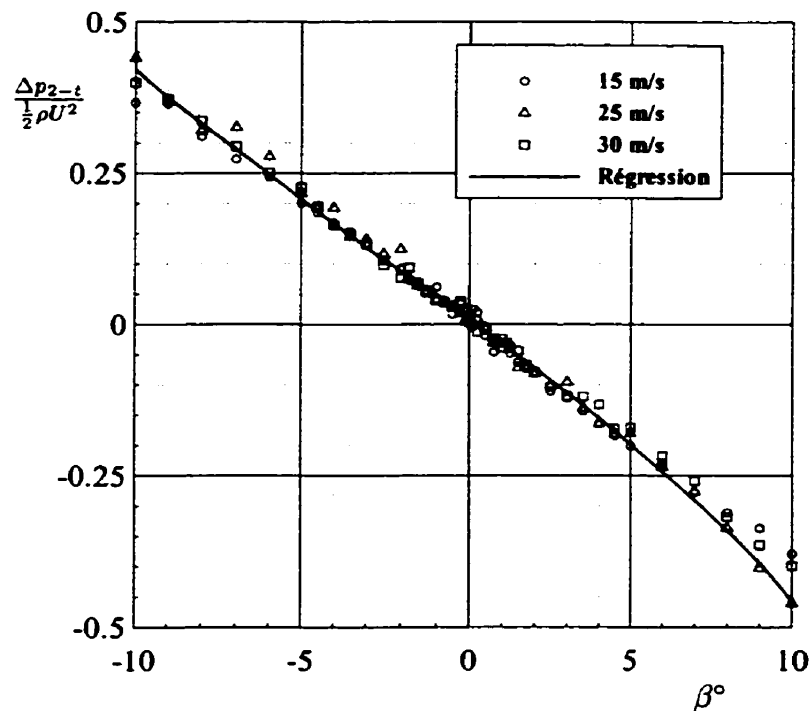
La mesure de la tension RMS  $\sqrt{e^2}$  demande certaines précautions. Le premier problème apparaît après le changement de configuration par la commande : CONF:VOLT:AC .1,.01. Si le multimètre est interrogé trop rapidement après la commande, la mesure sera erronée. Ce problème a été contourné en mesurant  $\bar{E}$  au début des interrogations et en commandant le changement de configuration immédiatement après. Tous les autres capteurs sont ensuite interrogés avant de mesurer  $\sqrt{e^2}$ . Le délai est alors amplement suffisant pour que la tension RMS soit bien mesurée. Pour assurer une bonne précision, chacune des cinq valeurs est une moyenne sur deux mesures.

Le second problème est causé par le bruit émanant des moteurs pas à pas. La mesure du taux de turbulence hors sillage est facilement augmenté de 0.05% lorsque les contrôleurs de moteurs sont mis sous tension. Il est donc très important d'assurer une excellente mise à la terre des contrôleurs et des moteurs et d'isoler électriquement le connecteur du câble BNC provenant de la sonde de toute pièce métallique pouvant servir d'antenne.

Finalement le taux de turbulence est mesuré par rapport à la vitesse moyenne vu par le fil chaud. Il faut donc multiplier par  $\frac{\bar{U}}{U_\infty}$  les taux de turbulence afin d'obtenir  $\frac{\sqrt{U'^2}}{U_\infty}$ .

### 3.4.2 Sonde à 2 trous (directionnelle)

La sonde 2 trous est utilisée pour mesurer l'angle de déviation  $\beta$  de l'écoulement derrière l'aile. Cette sonde est formée de 2 tubes d'acier inoxydable (O.D. 0.065", I.D. 0.047")



**FIGURE 3.8**

Étalonnage de la sonde 2 trous.

soudés ensemble et coupés pour former un angle de  $90^\circ$ . Un capteur Ashcroft  $\pm 5''$  d'eau est utilisé pour mesurer la différence de pression entre les 2 prises. L'étalonnage de la sonde 2 trous s'est fait pour différentes vitesses dans le jet d'étalonnage et la courbe est présentée à la figure 3.8. La sonde 2 trous utilisée était cependant beaucoup trop grosse pour être employée dans le sillage car dans une zone de fort gradient de vitesse, les 2 tubes perçoivent des pressions totales fort différentes et sans rapport avec l'angle

de l'écoulement. Elle peut cependant être utilisée en dehors du sillage. L'équation pour la courbe de régression est :

$$\beta^\circ = 11.2^\circ \left( \frac{\Delta p_{2-t}}{\frac{1}{2}\rho U^2} \right)^3 - 2.76^\circ \left( \frac{\Delta p_{2-t}}{\frac{1}{2}\rho U^2} \right)^2 - 25.1^\circ \left( \frac{\Delta p_{2-t}}{\frac{1}{2}\rho U^2} \right) + 0.217^\circ \quad (3.7)$$

La pression dynamique qui apparaît dans le calcul de l'angle est mesurée par la sonde pitot-statique. Cependant, comme les 2 sondes ne sont pas au même endroit en même temps, il faut interpoler les mesures de pression dynamique. C'est la raison pour laquelle le déplacement se fait toujours du côté intrados vers le côté extrados. Ainsi, la sonde 2 trous mesure toujours à un endroit que la sonde pitot-statique a traversé quelques minutes auparavant. À partir de la figure 3.8, l'incertitude sur les mesures d'angle de la sonde 2 trous peut être estimée à  $\pm 1^\circ$ .

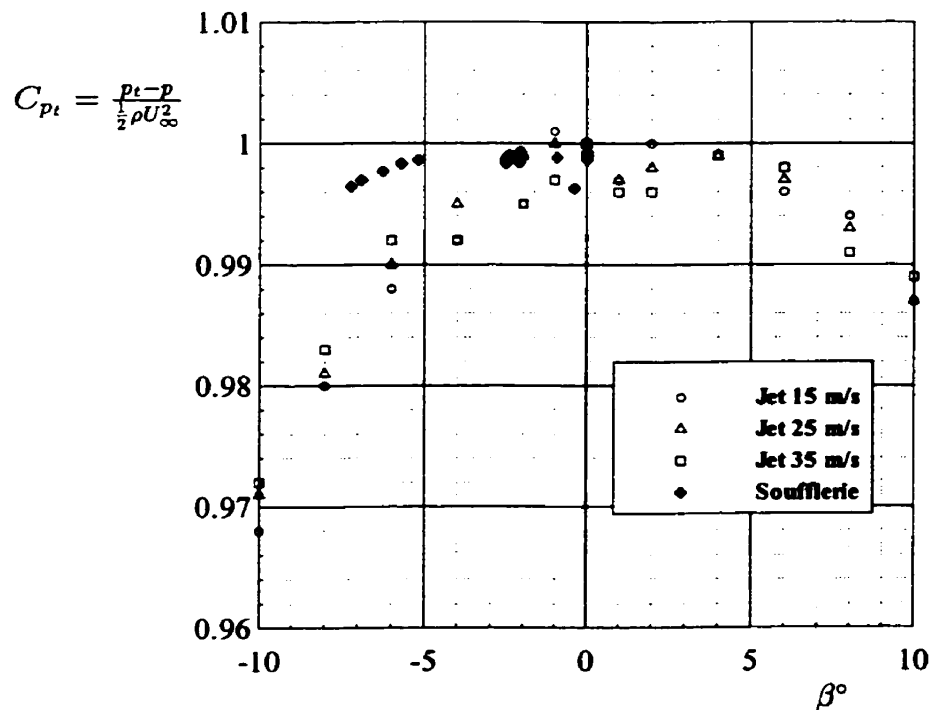
### 3.4.3 Sonde de pitot statique

La sonde pitot-statique est relativement simple à utiliser. La sonde utilisée est formée d'un tube de 0.095" de diamètre avec un bout parabolique. Le diamètre de la prise de pression totale est de 0.020" et celui des 7 prises de pression statique est de 0.025". Ces dernières se trouvent à 0.750" du bout de la sonde.

Lors des premiers essais, la pression totale était mesurée par rapport à la pression atmosphérique à l'aide de 2 capteurs Schaevitz, l'un étant utilisé via sa prise (+) et l'autre via sa prise (-). Cette façon de procéder s'est cependant révélée très mauvaise car les mesures se font toujours dans le bas de la gamme des capteurs (+.14" à -1.4" d'eau) et il y a une grosse discontinuité due à la non linéarité autour du zéro des capteurs lorsque la pression totale dans le sillage devient égale à la pression atmosphérique de référence. Des sauts de l'ordre de 10Pa étaient observés sur la pression statique et provenaient de l'addition de cet effet "d'hystérésis" sur les 2 capteurs. Pour remédier à ce problème, le capteur Baratron MKS et le capteur Ashcroft  $\pm 10"$  d'eau ont été utilisés en remplacement. La référence utilisée est la prise de pression totale du tube pitot-statique # 3 (celui de la section du haut). Hors du sillage, la différence de pression est nulle et est très bien mesurée par le Baratron. Lorsque la sonde entre dans le sillage, la différence de pression augmente et peut même dépasser la gamme du Baratron. Dans

ce cas, le capteur Ashcroft  $\pm 10''$  d'eau prenait la relève. La prise de pression totale était aussi branchée sur un capteur Schaevitz en différentiel avec la prise de pression statique de la sonde. La vitesse et la pression statique sont facilement déduites de ces mesures.

Pour ce type de sonde, lorsqu'elle est placée dans une zone avec fort gradient de vitesse, la sonde mesure une moyenne de la pression statique et de la pression totale tout autour d'elle. Ces moyennes ne sont pas exactement les pressions le long de l'axe de la sonde. Des corrections existent pour déplacer les points de mesure de pression totale en fonction du diamètre du trou et du gradient de vitesse vers le côté où la vitesse est plus élevée. Des essais pour évaluer l'importance de cette correction conduisent à des différences sur le  $C_d$  plus petites que 0.07% pour  $X_s = 1.0c$ , plus petite que 0.2% pour  $X_s = 0.5c$  et plus petite que 2% pour  $X_s = 0.0c$ . Pour cette raison, aucune correction de ce type n'a été appliquée. Aucune correction n'existe pour la pression statique et c'est l'une des raisons qui motivait l'utilisation de la sonde à fil chaud pour mesurer la vitesse moyenne.



**FIGURE 3.9**

Influence de  $\beta$  sur la pression totale mesurée par la sonde pitot-statique en dehors du sillage.

Une autre source de biais pour la sonde pitot-statique porte sur l'angle d'incidence de l'écoulement sur la sonde. Si l'on exclut les inspections directement au bord de fuite, inspections qui sont de toutes façons peu valables étant donnée la complexité de l'écoulement et les limitations des méthodes de calcul du  $C_d$ , l'incidence de l'écoulement ne dépasse guère  $5^\circ$  tel que démontré par la figure B.17. À ces angles, la pression totale est généralement mesurée avec une erreur d'au plus 0.5% de la pression dynamique (Rae & Pope [13]). La figure 3.9 présente l'effet de l'angle d'incidence  $\beta$  sur la mesure de pression totale. À noter que les mesures effectuées dans le jet n'ont pas été effectuées en différentiel à l'aide du capteur Baratron et peuvent être remises en doute par l'absence de symétrie des points de mesures. Dans le cas des points identifiés "Soufflerie" sur la figure, l'angle est mesuré par la sonde 2 trous et les mesures proviennent de l'extérieur du sillage pour une vitesse de 27m/s. La mesure de la traînée provenant en grande partie directement de la mesure de pression totale, l'erreur sur le  $C_d$  sera du même ordre de grandeur que l'erreur sur la pression totale. Ce biais n'est pas corrigé dans les résultats subséquents.

La dernière source de biais envisagée pour la sonde pitot-statique provient de l'effet de la turbulence. Lorsque la pression totale est mesurée à l'aide d'un tube de pitot dans un écoulement turbulent, l'énergie de la turbulence s'additionne à la pression totale moyenne mesurée. La correction pour cet effet s'applique sur la vitesse en considérant la pression statique non affectée par la turbulence.

$$U_{cor} = U_{mes} \left( 1 + 2 \frac{k}{U_{cor}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un sillage, l'approximation  $k = \overline{u'^2}$  [17] est généralement très bonne et suffit amplement pour les besoins de la correction. Cette correction pourrait avoir un effet variant de 2% à 8% sur le  $C_d$ . Plus l'angle d'attaque est grand et plus l'inspection se fait près du bord de fuite, plus le taux de turbulence sera élevé résultant en une correction d'autant plus forte. Il faut comprendre que si cette correction est prise en compte, le calcul du  $C_d$  doit se faire par une méthode adaptée à l'effet de turbulence. Ce thème est abordé à la section 2.2.4, le lecteur y est référé. C'est une particularité propre à l'inspection par sonde pitot-statique que la composante de  $C_d$  provenant de la turbulence soit compensée en partie par l'erreur, causée par la turbulence, sur la mesure de pression totale.

# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux

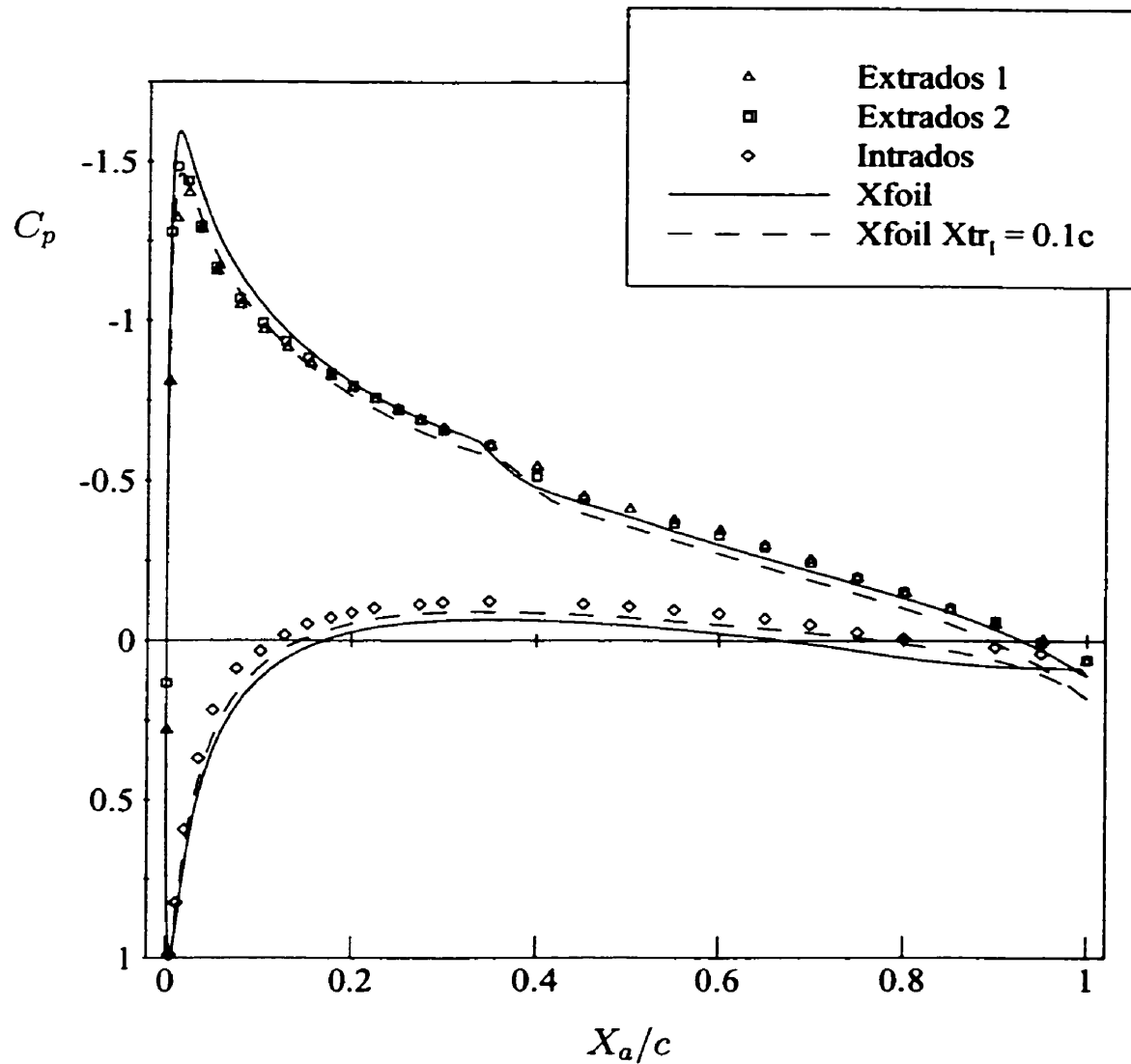
### 4.1 Résultats des prises de pression pariétale du profil

La figure 4.1 présente les  $C_p$  sur l'aile mesurés à l'aide des prises de pression pariétale pour un angle d'attaque de  $4^\circ$ . Les figures correspondantes pour  $\alpha = 0^\circ, 8^\circ$  et  $12^\circ$  se trouve à l'annexe B. Plusieurs éléments sont à observer sur ces figures.

- Tout d'abord, les différences entre les  $C_p$  des deux séries de prises de pression pariétale sur l'extrados. Les plus grandes différences se retrouvent dans la zone du pic de dépression. Dans ce fort gradient de pression, une légère erreur dans le positionnement des prises de pression apparaît comme une grande différence de  $C_p$ . Les estimations de  $C_l$  ne seront, néanmoins, que légèrement influencées par ces différences.
- Il y a aussi la transition sur l'extrados qui est facilement repérable pour toutes les configurations et qui se manifeste par un changement de courbure. L'exactitude avec laquelle Xfoil arrive à prédire ce point de transition est surprenante et indicative de la qualité du fini de surface de l'aile et du taux de turbulence de la soufflerie<sup>1</sup>. De plus, pour toutes les configurations, les deux sections extrados

---

<sup>1</sup>Le paramètre  $N_{cr}$  dans Xfoil est fixé à 9, valeur suggérée pour des mesures en soufflerie.



**FIGURE 4.1**

Courbe de  $C_p$  pour  $\alpha = 4^\circ$ . Xfoil : NACA 0012  $Re = 3.7E5$ ,  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .

indiquent des points de transitions fortement rapprochés. Le point de transition du coté extrados semble donc assez insensible à la position le long de l'envergure.

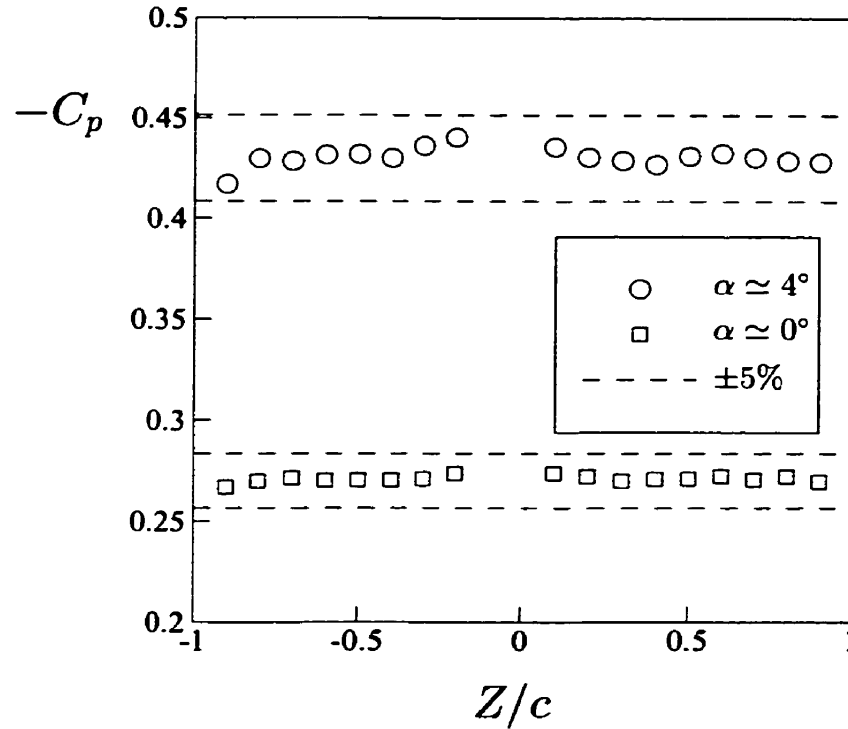
- Le pic de dépression est bien résolu compte tenu du nombre de prises. En fait, le nombre de prises semble suffisant pour décrire correctement le champ de pression et l'intégrer afin de déterminer le  $C_l$ .
- Les plus grandes différences entre les mesures et la prédiction Xfoil se retrouvent, de façon générale, sur l'intrados. Les  $C_p$  sont plus négatifs (la vitesse est plus

élevée) de ce côté, ce qui se répercutera en prédictions de  $C_l$  plus faibles que celles de Xfoil. Cet effet peut s'expliquer par :

1. La différence fondamentale qui existe entre l'écoulement 2-D calculé par Xfoil et l'écoulement 3-D confiné de l'expérimentation.
  2. Les imperfections de forme et de fini de surface de l'aile.
  3. Une mauvaise séparation de l'écoulement entre les deux côtés de l'aile reliée à la proximité du début des murs séparateurs et/ou au blocage provenant des couches limites sur les murs de la section d'essais (incluant possiblement l'effet des tourbillons fer-à-cheval).
  4. Un épaissement plus grand de la couche limite intrados que celui prévu par Xfoil. Afin de recréer cette situation, des calculs Xfoil avec transition provoquée à  $\frac{x_{tr}}{c} = 0.1$  ont été effectués et sont présentés sur les figures. L'effet relativement important sur le  $C_l$  démontre à quel point les épaisseurs des couches limites influencent le champ de pression. À bas  $Re$ , cet effet est amplifié car les couches limites ont une épaisseur beaucoup plus élevée par rapport à l'épaisseur de l'aile.
- Enfin toutes les courbes de  $C_p$  (principalement celle pour  $\alpha = 12^\circ$ ) se terminent par une remontée vers les  $C_p$  négatifs par rapport aux prédictions de Xfoil. Le gradient de pression longitudinal n'est pas assez élevé pour expliquer de telles remontées. Ces remontées ne devraient pas affecter le  $C_l$  d'une façon majeure.

En ce qui concerne les prises de pression disposées le long de l'envergure, les  $C_p$  ont été mesurés lors d'essais préliminaires pour des configurations  $\alpha \simeq 0^\circ$  et  $\alpha \simeq 4^\circ$  et sont présentés à la figure 4.2. Les variations peuvent être expliquées par l'incertitude sur la mesure, par le positionnement des prises, par la forme de l'aile ou par des effets 3-D de l'écoulement. Cependant ces variations semblent uniformes tout le long de l'envergure même si les derniers points se trouvent à 23mm de la jonction entre l'aile et les murs séparateurs (l'épaisseur des couches limites sur les murs séparateurs à cet endroit est d'environ 10mm).





**FIGURE 4.2**

Variations des  $C_p$  le long de l'envergure de l'aile sur l'extrados à  $\frac{x_a}{c} = 0.5$  (ces mesures ont été prises avant l'ajustement final de  $\alpha = 0^\circ$ ).

## 4.2 Coefficients de portance expérimentaux

La théorie du calcul des  $C_l$  a été présentée à la section 2.1. Pour l'évaluation des intégrales, une méthode linéaire des trapèzes est utilisée.

$$C_l = C_n \cos \alpha - C_a \sin \alpha = \sum_{i=1}^N \frac{C_{p_i} + C_{p_{i+1}}}{2} \left( \frac{\Delta x_i}{c} \cos \alpha + \frac{\Delta y_i}{c} \sin \alpha \right) \quad (4.1)$$

L'incertitude sur le coefficient de portance est calculée en considérant uniquement la contribution majeure soit :

$$C_l \simeq \cos \alpha \sum_{i=1}^N C_{n_i} = \frac{\cos \alpha}{c} \sum_{i=1}^N C_{p_{m_i}} \Delta x_i \quad (4.2)$$

$$C_{p_{m_i}} = \frac{p_i + p_{i+1} - 2p_{t_\infty}}{2q_\infty} + 1 \quad (4.3)$$

La propagation des incertitudes dans le calcul des  $C_l$  s'estime de la façon suivante :

$$\epsilon_{C_l}^2 = \theta_{\cos \alpha}^2 \epsilon_{\cos \alpha}^2 + \theta_c^2 \epsilon_c^2 + \sum_{i=1}^N (\theta_{\Delta x_i}^2 \epsilon_{\Delta x_i}^2 + \theta_{C_{p_{m_i}}}^2 \epsilon_{C_{p_{m_i}}}^2) \quad (4.4)$$

$$\theta_{\cos \alpha} = \frac{C_l}{\cos \alpha} \quad \theta_c = \frac{-C_l}{c} \quad (4.5)$$

$$\theta_{\Delta x_i} = \frac{\cos \alpha}{c} C_{p_{m_i}} \quad \theta_{C_{p_{m_i}}} = \frac{\cos \alpha}{c} \Delta x_i$$

$$\frac{\epsilon_{C_l}^2}{C_l^2} = \left( \frac{\epsilon_{\cos \alpha}}{\cos \alpha} \right)^2 + \left( \frac{\epsilon_c}{c} \right)^2 + \frac{\sum_{i=1}^N \left\{ (C_{p_{m_i}} \Delta x_i)^2 \left[ \left( \frac{\epsilon_{\Delta x_i}}{\Delta x_i} \right)^2 + \left( \frac{\epsilon_{C_{p_{m_i}}}}{C_{p_{m_i}}} \right)^2 \right] \right\}}{(\sum_{i=1}^N C_{p_{m_i}} \Delta x_i)^2} \quad (4.6)$$

A partir de l'équation 4.3 et de la même technique, les termes  $\epsilon_{\Delta x_i}$  et  $\epsilon_{C_{p_{m_i}}}$  sont développés en variables élémentaires :

$$\epsilon_{\Delta x_i}^2 = 2\epsilon_x^2 \quad (4.7)$$

$$\epsilon_{C_{p_{m_i}}}^2 = \frac{1}{4q_{\infty}^2} \left[ 2\epsilon_p^2 + 4\epsilon_{p_{t_{\infty}}}^2 + (p_i + p_{i+1} - 2p_{t_{\infty}})^2 \frac{\epsilon_{q_{\infty}}^2}{q_{\infty}^2} \right] \quad (4.8)$$

Les incertitudes pour les différentes variables élémentaires ont été estimées aux valeurs suivantes :

$$\epsilon_p = 6\text{Pa} \quad \epsilon_{p_{t_{\infty}}} = 3\text{Pa} \quad \epsilon_x = 0.01''$$

$$\frac{\epsilon_{q_{\infty}}}{q_{\infty}} = 1.5\% \quad \epsilon_{\alpha} = 0.1^\circ \quad \frac{\epsilon_{(\cos \alpha)}}{\cos \alpha} = 0.04\% \quad (\text{maximum à } 12^\circ)$$

$$\frac{\epsilon_c}{c} = 0.15\%$$

Les incertitudes ainsi calculées sont de l'ordre de  $\pm 2\%$ . La valeur moyenne de  $\epsilon_{C_{p_{m_i}}}$  est de 0.025 et peut être comparée au  $\Delta C_p = 0.01$  proposé par Steinle et Stranewsky [18].

Dans le tableau 4.1, les variations de  $Re$  représentent l'écart entre le  $Re$  le plus élevé et le  $Re$  le plus faible lors des mesures des pressions pariétales. Ces variations sont autant causées par des variations de la vitesses de la soufflerie que par des variations de température ayant un effet sur la viscosité cinématique.

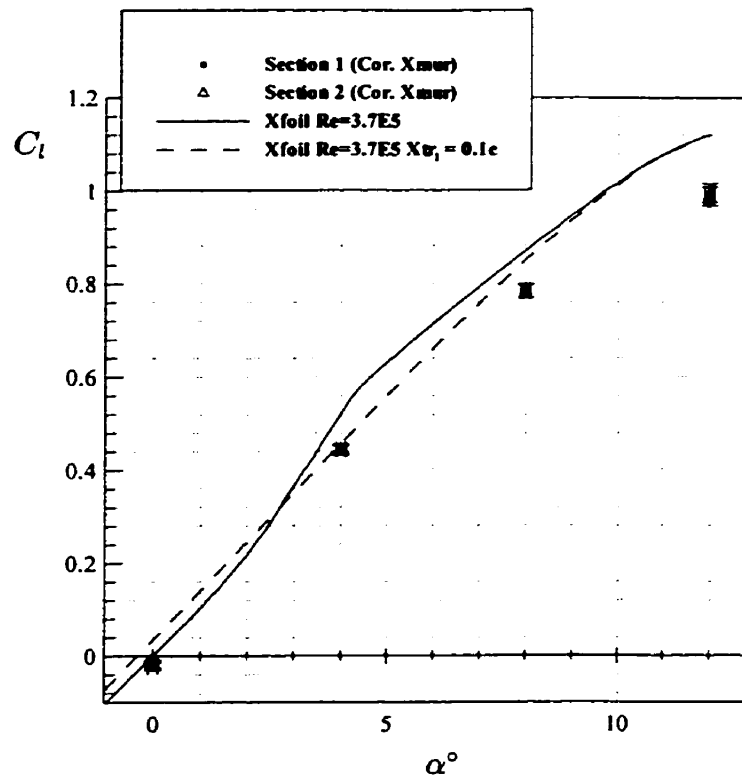
$\alpha$ (section)	$Re$	$C_{lu}$	$C_l$	$C_l X_{mur}$	$\pm \epsilon_{C_l}$
0° (1)	381 500 ± 900	-0.023	-0.023	-0.022	±0.008
0° (2)	381 300 ± 700	-0.018	-0.018	-0.017	±0.008
4° (1)	373 500 ± 1 300	0.46	0.45	0.44	±0.010
4° (2)	373 100 ± 1 100	0.46	0.45	0.44	±0.010
8° (1)	370 300 ± 1 200	0.81	0.80	0.78	±0.014
8° (2)	369 800 ± 700	0.81	0.80	0.78	±0.014
12° (1)	358 600 ± 600	1.03	1.01	1.00	±0.020
12° (2)	358 100 ± 500	1.02	1.00	0.99	±0.020

**TABLEAU 4.1**

Résultats des calculs de  $C_l$  expérimentaux et incertitudes. La colonne identifiée  $C_{lu}$  présente les coefficients de portance expérimentaux alors que les colonnes  $C_l$  et  $C_l X_{mur}$  présentent ces coefficients après correction pour les effets du confinement respectivement selon les équations 2.26 et 2.29.

Les prédictions de  $C_l$  mesurées expérimentalement sont présentées sur la figure 4.3. Afin d'être comparées aux données provenant de Xfoil, elles ont été corrigées pour les effets de confinement par les murs latéraux. La correction utilisée est celle provenant de  $X_{mur}$  (équation 2.29). Comme le prédisaient les courbes de  $C_p$  du début de ce chapitre, ces prédictions de  $C_l$  sont nettement inférieures aux prédictions provenant de Xfoil avec transition libre.

La courbe de  $C_l$  avec transition fixée sur l'intrados à  $X_{tr_l} = 0.1c$  ne présente plus de changement de pente et prédit, pour  $\alpha = 4^\circ$ , un  $C_l$  pratiquement égal à celui mesuré. Il est donc possible que les différences entre les  $C_l$  mesurés et ceux prédits par Xfoil soient causées par des différences au niveau du positionnement du point de transition du côté intrados. Avec  $N_{cr} = 9$ , Xfoil prédit une évolution, avec l'angle d'attaque, du point de transition. Ainsi, pour  $\alpha = 0^\circ$  la transition a lieu à  $X_{tr_l} = 0.3c$  et, à partir de  $\alpha = 4.4^\circ$ , la couche limite est laminaire sur tout l'intrados de l'aile et la transition est déclenchée au bord de fuite. Sur le côté extrados, la transition se déplace de  $X_{tr_l} = 0.3c$  à  $X_{tr_l} = 0.1c$  lorsque l'angle d'attaque passe de  $\alpha = 0^\circ$  à  $\alpha = 6^\circ$ . Ainsi, une transition naturelle intrados à  $X_{tr_l} = 0.1c$  est peu probable.



**FIGURE 4.3**

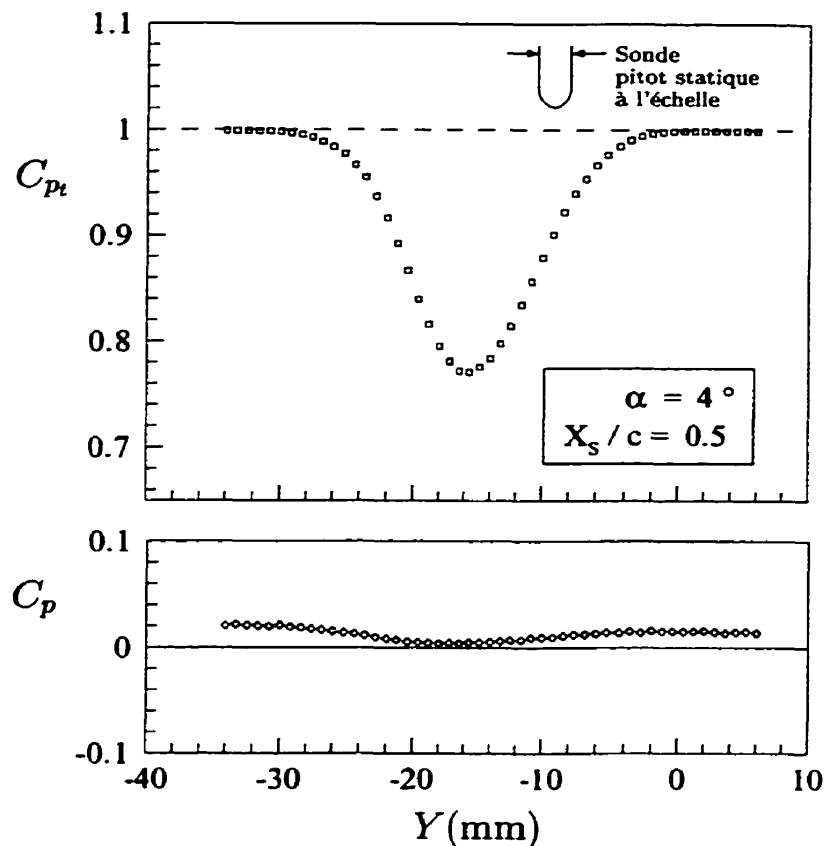
Coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque : Données expérimentales,  $Re = 370\,000 \pm 12\,000$ , corrigées par  $X_{mur}$  (équation 2.29) et résultats numériques provenant de Xfoil profil NACA 0012 ( $Re = 3.7E5$ ,  $N=200$ ,  $N_{cr} = 9$ , et  $M = 0$ ).

### 4.3 Résultats des inspections de sillage

Lors de la campagne de mesure, trois stations — $0.0c$ ,  $0.5c$  et  $1.0c$  derrière le bord de fuite— ont été inspectées pour des configurations de  $0^\circ$ ,  $4^\circ$ ,  $8^\circ$  et  $12^\circ$ . La figure 4.4 présente un échantillon d'une inspection située à  $0.5c$  derrière le bord de fuite de l'aile pour un angle d'attaque de l'aile de  $4^\circ$ .

Sur cette figure se trouve toute l'information nécessaire et suffisante afin de calculer le coefficient de traînée par les méthodes de Betz, Jones ou Squire-Young. Cette information provient des mesures par pitot-statique seulement. Les coefficients de pression sont calculés selon les équations suivantes :

$$C_{p_i} = 1 - \frac{\Delta p_i}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.9)$$



**FIGURE 4.4**

Inspection de sillage par pitot-statique, information nécessaire pour Betz, Jones et Squire-Young.  $\alpha = 4^\circ$ ,  $X_s/c = 0.5$  (nf=16, le nf est le numéro identifiant chacune des inspections de sillage).

$$C_p = C_{pt} - \frac{U^2}{U_\infty^2} = C_{pt} - \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.10)$$

Ici  $\Delta p_t$  est la différence de pression mesurée entre une pression totale de référence et la prise de pression totale du pitot-statique du système de traverse ( $\Delta p_t = 0\text{Pa}$  lorsque la sonde est hors du sillage) et  $\Delta p$  est la mesure de la pression dynamique ( $q = p_t - p$ ) toujours selon la même sonde pitot-statique.

L'annexe B regroupe plusieurs autres figures présentant les différents résultats provenant de plusieurs inspections de sillage. Les figures B.5 à B.15 permettent de comparer la forme du sillage selon les différentes configurations et stations d'inspection. Les sillages à  $X_s/c = 0.0$  sont marqués par des gradients très importants et de faibles largeurs des régions visqueuses. Ces sillages sont difficiles à analyser et les mesures sont

douteuses car les sondes travaillent dans des conditions extrêmes : taux de turbulence très élevé, vitesse devenant pratiquement nulle. Dans ces conditions, la sonde fil chaud ne fait pas un meilleur travail que la sonde pitot-statique. Les sillages à  $X_s/c = 0.5$  et  $X_s/c = 1.0$  sont beaucoup plus doux.

Sur ces figures, il est aussi possible de comparer les mesures de vitesse provenant du pitot-statique et de la sonde fil chaud. Si dans certains cas les deux mesures sont équivalentes, dans d'autres les mesures au fil chaud présentent des dérives provenant probablement du vieillissement du fil ou de variations de température de l'air. Aucune tendance ne permet d'affirmer que les mesures de vitesse par le pitot-statique doivent être corrigées selon les fluctuations de vitesse. Ces fluctuations de vitesse mesurées par le fil chaud sont présentées à la figure B.16. Leurs effets sur l'estimation du  $C_d$  tel que

nf	$\alpha$	$X_s/c$	( <i>éq. 2.17</i> )	( <i>éq. 2.8 et 3.8</i> )
			$-2 \int_b^d \frac{u'^2}{U_\infty^2} \frac{dy}{c}$	$\Delta C_d$ par $U_{cor} = U_{mes} \left(1 + 2 \frac{k}{U_{cor}^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$
4	0°	0.5	-2.6 E-4	2.4 E-4
15	4°	0.5	-4.9 E-4	4.6 E-4
29	8°	0.5	-8.2 E-4	7.2 E-4
32	12°	0.5	-4.0 E-3	3.3 E-3
1	0°	1.0	-1.9 E-4	2.0 E-4
6	4°	1.0	-4.2 E-4	4.3 E-4
27	8°	1.0	-6.3 E-4	5.7 E-4
31	12°	1.0	-2.2 E-3	2.0 E-3

**TABLEAU 4.2**

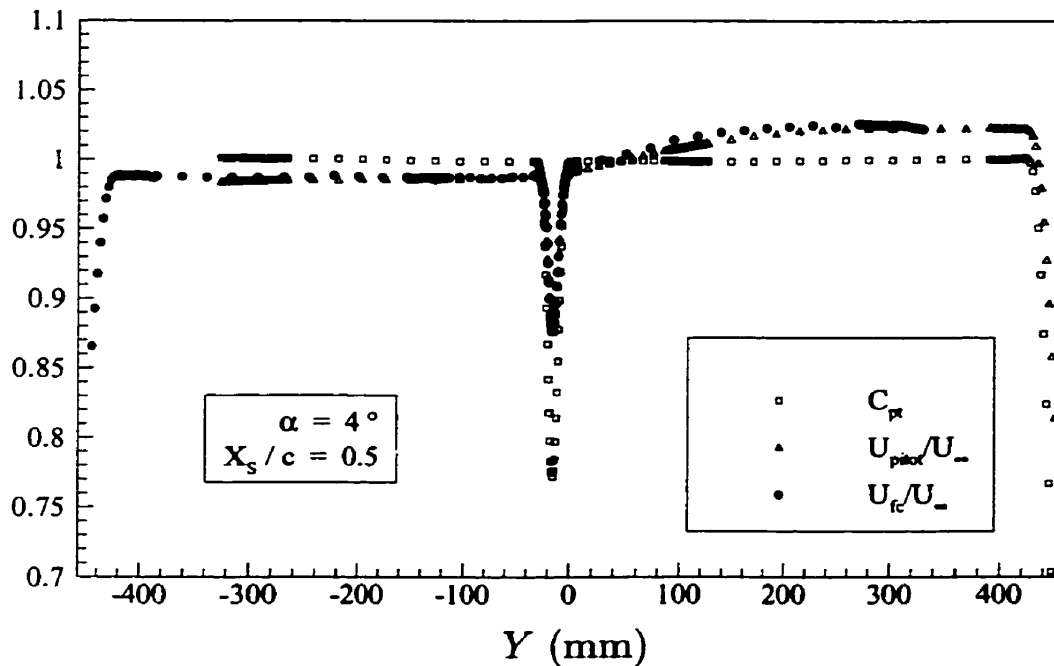
Estimations des termes de correction de turbulence pour la méthode Betz adaptée.

présenté aux sections 2.2.4 et 3.4.3 forment le tableau 4.2. Ainsi ces effets s'annulent pratiquement et au maximum, pour  $\alpha = 12^\circ$ , la correction totale sera d'environ 1.5%.

La figure B.17 présente les mesures de l'angle  $\beta$  de déviation de l'écoulement dans le sillage. Le pic au centre est l'effet du gradient de pression totale sur la sonde 2 trous beaucoup trop grosse. Les angles ainsi mesurés ne dépassent jamais  $5^\circ$ .

## 4.4 Résultats des mesures sur les murs de la section d'essais

La méthode de Betz adaptée présentée à la section 2.2.4 est construite à partir d'un volume de contrôle qui considère les frontières formées par les "parois effectives" de la section d'essais (murs plus  $\delta^*(x)$ ). Pour calculer les nouveaux termes de contribution au  $C_d$ , il faut donc connaître l'épaisseur des couches limites et la distribution de pression sur ces parois. Les deux sondes de couche limite à déplacement manuel sont utilisées pour mesurer les valeurs de  $\delta$  devant l'aile alors qu'à la station d'inspection, c'est le système de déplacement qui fait entrer les sondes dans la partie extérieure des couches limites. La figure 4.5 présente une inspection complète de sillage et montre clairement les profils des couches limites le long des murs du tunnel.



**FIGURE 4.5**

Inspection de sillage d'un mur à l'autre de la section d'essais : information nécessaire pour la méthode de Betz adaptée ( $\alpha = 4^\circ$ ,  $X_s/c = 0.5$ ,  $nf=15$ ).

Une incertitude sur les  $\delta$  à la station d'inspection est associée au changement de type de sonde et à l'impossibilité d'amener la sonde en contact avec la paroi.

nf	$\alpha$	$\delta^*_{\text{ext}, \frac{x_m}{c} = -0.5}$	$\delta^*_{\text{int}, \frac{x_m}{c} = -0.5}$	$\delta^*_{\text{ext}, \frac{x_m}{c} = 1.25}$	$\delta^*_{\text{int}, \frac{x_m}{c} = 1.25}$	$\Delta\delta^*_{\text{ext}}$	$\Delta\delta^*_{\text{int}}$
4	0°	2.81mm	2.86mm	3.84mm	3.64mm	1.03mm	0.78mm
15	4°	2.68mm	2.98mm	3.77mm	3.73mm	1.09mm	0.75mm
29	8°	2.28mm	3.03mm	3.75mm	3.78mm	1.47mm	0.75mm
32	12°	2.61mm	3.16mm	3.67mm	3.66mm	1.06mm	0.50mm

**TABEAU 4.3**

Épaississement des couches limites (épaisseur de déplacement  $\delta^*$ ) sur les parois de la section d'essais.

Le tableau 4.3 présente les mesures de  $\delta^*$  des couches limites  $0.25c$  devant le bord d'attaque et  $0.5c$  derrière le bord de fuite soit au niveau de la station d'inspection de sillage  $\frac{x_s}{c} = 0.5$ . La relation approximative (couche limite turbulente, plaque plane) :

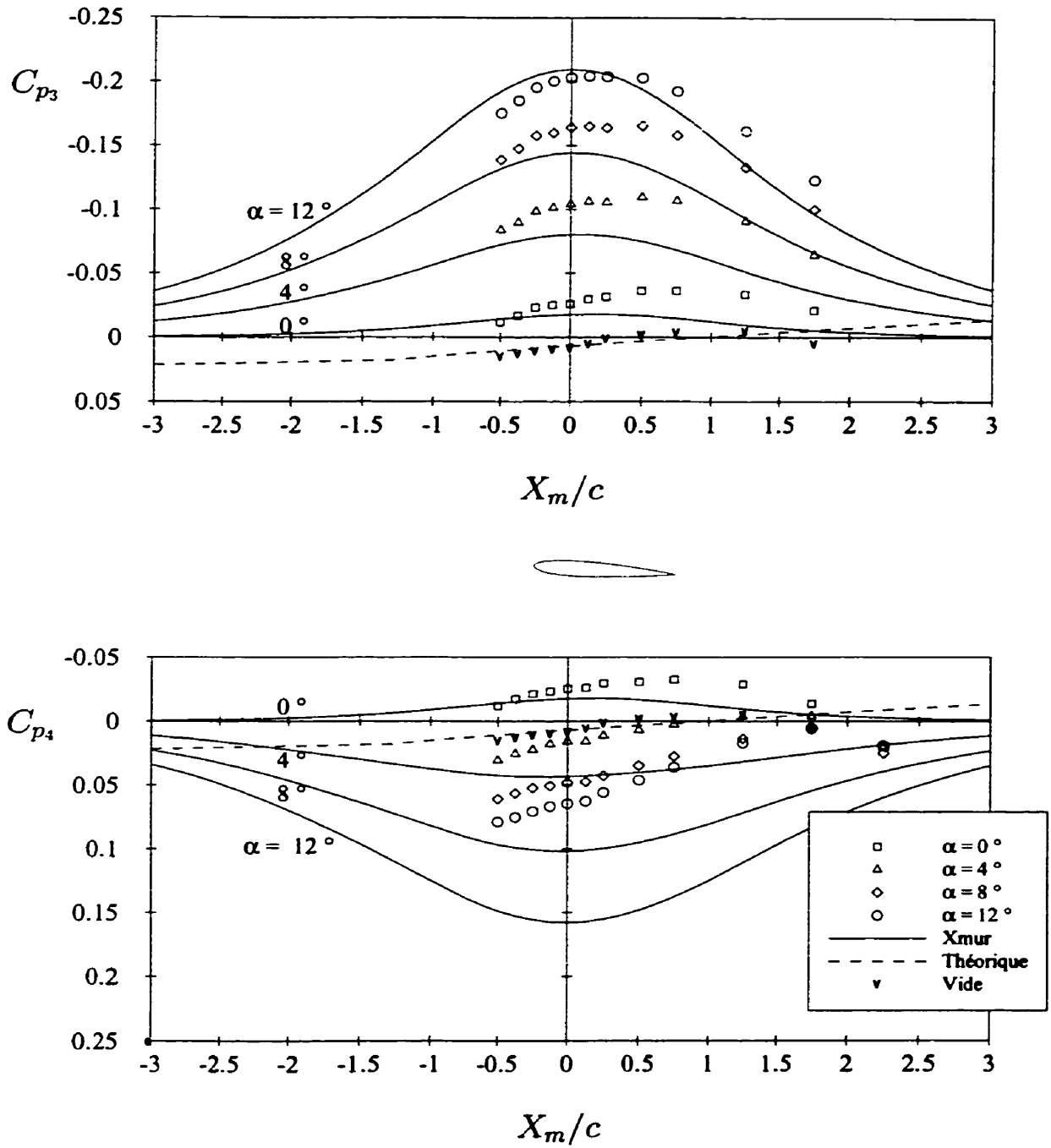
$$\delta^* = \frac{1}{8}\delta \quad (4.11)$$

est utilisée pour estimer  $\delta^*$  à partir de  $\delta$  mesuré comme étant le point où la vitesse est égale à  $0.99U_\infty$  ( $U_\infty$  est mesurée par la même sonde à l'intérieur de la région potentielle).

Les figures 4.6 et 4.7 présentent les distributions de pression sur les parois de la section d'essais pour les différentes configurations. Les prises de pression sur les parois étant branchées sur le sélecteur (wafer) à la suite des prises sur l'aile, les instruments de mesure et la méthode de calcul des  $C_p$  sont identiques. Ces distributions sont comparées aux prédictions calculées avec Xmur (voir annexe C). De plus, la distribution de pression à vide (sans aile) est aussi tracée permettant de déterminer le gradient de pression longitudinal de base de la section d'essais. En effet, c'est à partir de ces points que la valeur du gradient de pression longitudinale  $\frac{dC_p}{dx/c} = -0.0126$  a été évaluée.

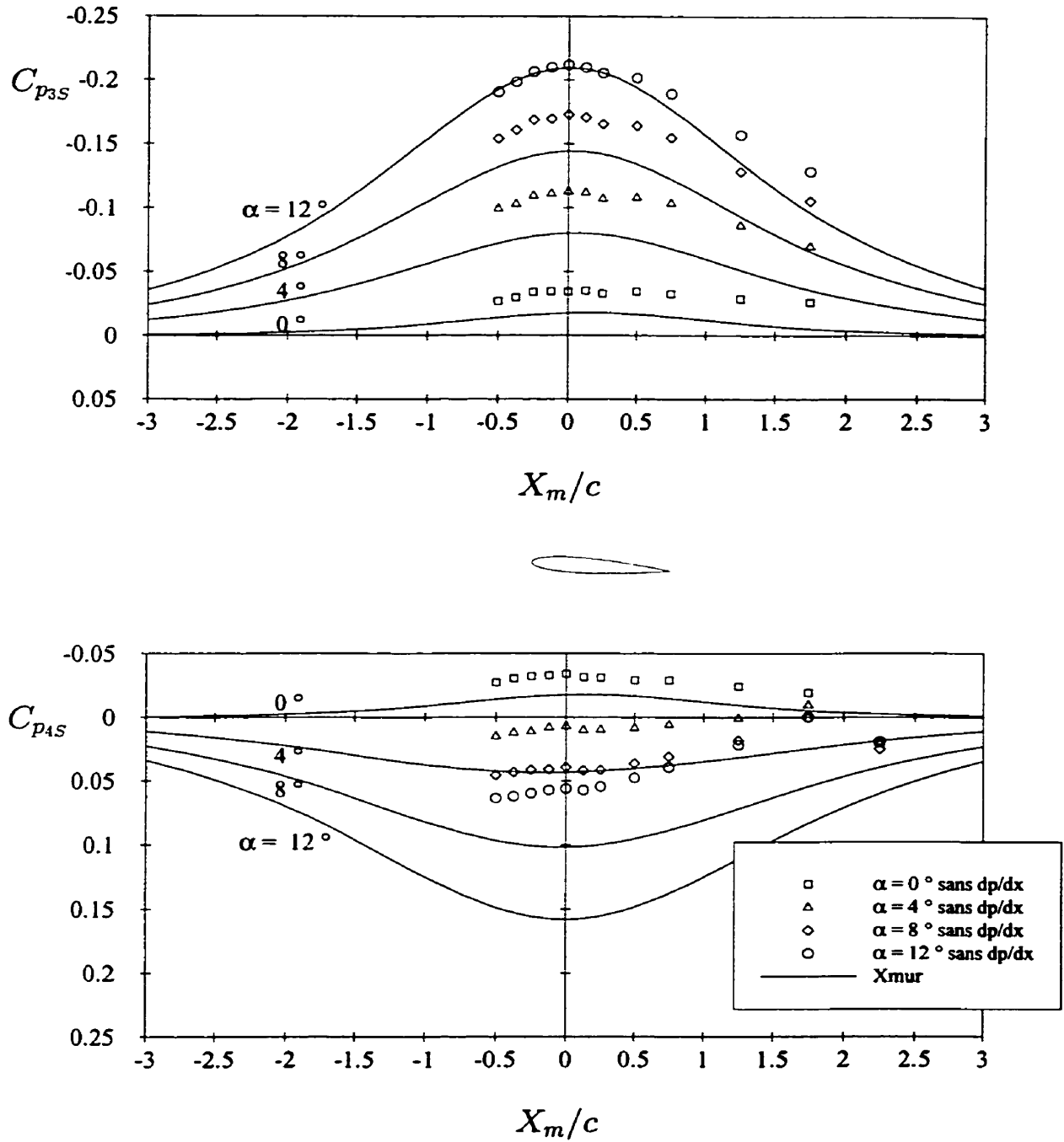
Une courbe théorique à vide est aussi tracée et se compare bien aux points expérimentaux à vide mais présente cependant un gradient de pression beaucoup plus faible. Cette prédiction théorique fort simple calcule la réduction de la section de passage due à l'épaississement des vieilles couches limites sur les parois et des jeunes couches limites sur les murs séparateurs. La principale cause soupçonnée pour la différence de gradient est la réduction progressive de section de passage causée par les tourbillons dans les angles de la section d'essais dont l'effet n'entre pas dans le calcul théorique.





**FIGURE 4.6**

$C_p$  mesurés sur les parois de la soufflerie. Comparaison avec des calculs par  $X_{mur}$  et un modèle de section d'essais avec couches limites.



**FIGURE 4.7**

$C_p$  mesurés sur les parois de la soufflerie après soustraction du gradient de pression à vide mesuré. Comparaison avec des calculs par Xmur.

La figure 4.7 est construite à partir des mêmes données que la figure 4.6 cependant, les mesures de  $C_p$  à vide correspondantes ont été soustraites à chacun des  $C_p$  mesurés sur les parois. De cette façon la symétrie approximative anticipée par rapport au quart de corde redevient apparente. La perturbation pour les  $C_p$  mesurés à  $\frac{x_m}{c} > 0.5$  est causée par la présence du système de traverse (malgré son carénage). D'importantes différences entre les prédictions Xmur et les valeurs mesurées sont visibles. Bien que les calculs effectués avec Xmur soient purement potentiels et ignorent la présence des couches limites sur l'aile et sur les parois de la section d'essais, des différences de cet ordre sont difficilement justifiables. Il y a certainement un rapprochement à faire entre la survitesse observable ici sur le côté intrados et celle rapportée plus tôt pour la face intrados de l'aile.

nf	$\alpha$	$-\int_a^b C_{p3} \frac{dy}{c} - \int_d^c C_{p4} \frac{dy}{c}$	$-\int_a^b C_{p3S} \frac{dy}{c} - \int_d^c C_{p4S} \frac{dy}{c}$	$\int_a^b C_{p3}^* \frac{dy}{c} + \int_d^c C_{p4}^* \frac{dy}{c}$
4	0°	2.28 E-4	2.48 E-4	-1.24 E-5
15	4°	4.51 E-4	4.71 E-4	-1.51 E-5
29	8°	8.78 E-4	9.03 E-4	-3.04 E-5
32	12°	7.82 E-4	7.99 E-4	-5.35 E-5

**TABLEAU 4.4**

Estimations des termes de correction pour la méthode Betz adaptée,  $\frac{x_m}{c} = -0.5$  à 1.25.

Les contributions finales des termes provenant des frontières latérales de la méthode Betz adaptée sont regroupées au tableau 4.4. Ces contributions sont assez faibles, variant de 2% à 5% par rapport au total de la traînée. De plus, la soustraction du gradient de pression à vide (les termes avec  $S$ ) affecte peu ces contributions. Quand aux termes provenant du volume de contrôle fictif (les termes avec  $*$ ), ils sont négligeables. Ainsi, la contribution provient surtout de l'absence de symétrie entre l'épaississement des couches limites sur les parois. Aucun calcul d'incertitude n'est produit pour ces termes puisqu'il s'agit d'une faible correction. En fait, l'idée qui a motivé ces mesures et l'estimation de ces contributions était plutôt une validation des techniques existantes. Il est à noter que ces contributions, dont la source est avant tout l'épaississement des couches limites sur les parois, sont étroitement liées au gradient de pression longitudinale et à la correction de flottaison.

## 4.5 Calculs et comparaisons des $C_d$

Les  $C_d$  sont calculés selon les méthodes présentées au chapitre 2. Tout comme pour les calculs de  $C_l$ , les intégrales sont évaluées avec une méthode des trapèzes. Les incertitudes sur les prédictions de  $C_d$  ont été estimées à partir de la méthode de Jones car il s'agit de la méthode la plus simple à utiliser. Au chapitre 2, la méthode de Jones a été construite de façon à utiliser des paramètres facilitant la compréhension. La forme suivante, plus rapprochée des mesures d'inspection de sillages, est cependant préférable pour calculer les  $C_d$  et estimer les incertitudes :

$$C_{d_{Jones}} = 2 \sum_{i_e}^{i_f} \left( \sqrt{C_{p_{t_i}} - C_{p_i}} - \sqrt{C_{p_{t_i}}^2 - C_{p_{t_i}} C_{p_i}} \right) \frac{\Delta y_i}{c} \quad (4.12)$$

$$C_{p_{t_i}} = 1 - \frac{\Delta p_{t_i} + \Delta p_{t_{i+1}}}{2q_\infty} \quad C_{p_i} = 1 - \frac{\Delta p_{t_i} + \Delta p_{t_{i+1}} + \Delta p_i + \Delta p_{i+1}}{2q_\infty} \quad (4.13)$$

La propagation des incertitudes dans le calcul des  $C_{d_{Jones}}$  s'estime de la façon suivante :

$$\epsilon_{C_d}^2 = \theta_c^2 \epsilon_c^2 + \sum_{i_e}^{i_f} \left( \theta_{\Delta y_i}^2 \epsilon_{\Delta y_i}^2 + \theta_{C_{p_{t_i}}}^2 \epsilon_{C_{p_{t_i}}}^2 + \theta_{C_{p_i}}^2 \epsilon_{C_{p_i}}^2 \right) \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \theta_c &= \frac{C_d}{c} & \theta_{\Delta y_i} &= \frac{2}{c} \left( \sqrt{C_{p_{t_i}} - C_{p_i}} - \sqrt{C_{p_{t_i}}^2 - C_{p_{t_i}} C_{p_i}} \right) \\ \theta_{C_{p_{t_i}}} &= \frac{\Delta y_i}{c} \frac{\sqrt{C_{p_{t_i}} - 2C_{p_{t_i}} + C_{p_i}}}{\sqrt{C_{p_{t_i}}^2 - C_{p_{t_i}} C_{p_i}}} & \theta_{C_{p_i}} &= \frac{\Delta y_i}{c} \frac{\sqrt{C_{p_{t_i}} - 1}}{\sqrt{C_{p_{t_i}} - C_{p_i}}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Les termes  $\epsilon_{\Delta y_i}$ ,  $\epsilon_{\Delta C_{p_{t_i}}}$  et  $\epsilon_{\Delta C_{p_i}}$  sont développés en variables élémentaires. Ici, afin de simplifier grandement les calculs, les termes  $\Delta p_{t_i}$  et  $q_\infty$  sont considérés indépendants entre  $C_{p_{t_i}}$  et  $C_{p_i}$ .

$$\epsilon_{\Delta y_i}^2 = 2\epsilon_{y_i}^2 \quad (4.16)$$

$$\epsilon_{C_{p_{t_i}}}^2 = \frac{1}{4q_\infty^2} \left[ 2\epsilon_{\Delta p_{t_i}}^2 + (\Delta p_{t_i} + \Delta p_{t_{i+1}})^2 \frac{\epsilon_{q_\infty}^2}{q_\infty^2} \right] \quad (4.17)$$

$$\epsilon_{C_{p_i}}^2 = \frac{1}{4q_\infty^2} \left[ 2\epsilon_{\Delta p_{t_i}}^2 + 2\epsilon_{\Delta p_i}^2 + (\Delta p_{t_i} + \Delta p_{t_{i+1}} + \Delta p_i + \Delta p_{i+1})^2 \frac{\epsilon_{q_\infty}^2}{q_\infty^2} \right] \quad (4.18)$$

Les incertitudes pour les différentes variables élémentaires ont été estimées aux valeurs suivantes :

$$\epsilon_{\Delta p} = 3\text{Pa} \quad \epsilon_{\Delta p_t} = 1\text{Pa} \quad \epsilon_y = 0.3\text{mm}$$

$$\frac{\epsilon_{q_\infty}}{q_\infty} = 1.5\% \quad \frac{\epsilon_c}{c} = 0.15\%$$

Le tableau 4.5 présente une vue d'ensemble des estimations de  $C_d$  par les différentes méthodes pour les différentes configurations et stations d'inspection. D'après ces résultats, il n'y a aucune différence entre la méthode de Betz et la méthode de Jones sauf si l'inspection se fait directement au bord de fuite. La méthode de Squire & Young donne des résultats notablement différents. Noter que cette dernière est aussi légèrement plus complexe à utiliser car elle nécessite la détermination des vitesses <sup>2</sup> aux frontières de la zone de sillage et le positionnement du centre du sillage. La méthode de Betz adaptée est calculée à partir des résultats de la méthode de Betz auxquels les deux contributions de turbulence du tableau 4.3 et les contributions des  $C_{p_{3S}}$  et  $C_{p_{4S}}$  du tableau 4.4 ont été ajoutées.

Des calculs de traînée ont aussi été effectués en posant  $\Delta p = 0$  ce qui revient à considérer  $p_\infty$  comme pression statique dans le sillage. Cette manipulation n'affecte pas plus de 1.5% les  $C_d$  calculés par Betz ou Jones lorsque l'inspection est effectuée à  $X_s/c = 0.5$  ou  $X_s/c = 1.0$ . Mais lorsque  $X_s/c = 0.0$ , les  $C_d$  peuvent changer de 25%. Rappelons que cette manipulation rend les formulations de Betz et de Jones identiques.

Tel que présenté à la section 2.3, les estimations de  $C_d$  doivent être corrigées pour les effets de confinement afin d'être représentatives des coefficients théoriques de profils d'aile. La première correction à appliquer, l'effet de flottaison de l'aile causé par le gradient de pression longitudinal, prend la forme (voir équation 2.23):

<sup>2</sup>Ces vitesses sont déterminées par interpolation des mesures de vitesse par le pitot-statique au point où  $C_{p_t} = 0.99$ .

nf	$\alpha$	$X_s/c$	Z(cm)	Re	$C_{d_{Betz}}$ éq.2.8	$C_{d_{Jones}}$ éq.2.9	$C_{d_{S-Y}}$ éq.2.14	$C_{d_{BA}}$ éq.2.17	$\frac{\epsilon C_d}{C_d}$
1	0°	1.0	10.0	372 700 ± 1500	.0085	.0085	.0084		1.0%
2	0°	1.0	10.0	374 200 ± 3400	.0085	.0085	.0084		1.0%
3	0°	0.5	10.0	371 300 ± 2000	.0084	.0084	.0082		1.4%
4	0°	0.5	10.0	372 200 ± 1700	.0084	.0084	.0082	.0086	1.4%
5	0°	0.0	10.0	369 700 ± 2100	.0094	.0095	.0096		2.9%
6	4°	1.0	10.0	370 500 ± 1300	.0128	.0128	.0126		1.0%
8	4°	1.0	10.0	362 600 ± 1600	.0147	.0147	.0144		0.9%
10	4°	0.5	7.0	367 000 ± 700	.0106	.0106	.0103		1.2%
15	4°	0.5	10.0	366 500 ± 2300	.0113	.0113	.0110	.0118	1.2%
19	4°	0.5	10.0	366 700 ± 3500	.0116	.0116	.0113		1.2%
24	4°	0.5	13.0	370 000 ± 2600	.0095	.0095	.0092		1.2%
26	4°	0.0	10.0	370 800 ± 3100	.0123	.0125	.0124		1.6%
27	8°	1.0	10.0	367 400 ± 1700	.0184	.0184	.0179		1.2%
28	8°	1.0	10.0	360 000 ± 1700	.0186	.0186	.0181		0.9%
29	8°	0.5	10.0	367 800 ± 2900	.0185	.0185	.0181	.0193	1.6%
30	8°	0.0	10.0	365 100 ± 1800	.0193	.0197	.0218		1.7%
31	12°	1.0	10.0	363 200 ± 3900	.0388	.0388	.0374		0.9%
32	12°	0.5	10.0	368 200 ± 3400	.0393	.0393	.0378	.0400	1.4%
33	12°	0.5	10.0	364 900 ± 1900	.0395	.0395	.0378		1.4%

**TABLEAU 4.5**

Comparaisons des prédictions de  $C_d$  (sans correction) selon les différentes configurations et les différentes méthodes.

$$C_{du} = C_{d_{BA}} + \frac{6h^2}{\pi c^2} \Lambda \sigma \frac{dC_p}{dx/c} \quad (4.19)$$

La valeur du gradient de pression utilisée est de  $\frac{dC_p}{dx/c} = -0.0126$ . Ainsi, la correction sera de l'ordre de 13.4% pour  $\alpha = 0^\circ$  et de 2.8% pour  $\alpha = 12^\circ$ . Cette correction est ici relativement importante et ne peut être négligée comme semblaient le suggérer

Rae and Pope [13] pour un corps profilé. De plus, l'évaluation de cette correction est approximative puisqu'elle dépend du gradient de pression, que celui-ci est contrôlé par l'épaississement des couches limites sur les murs de la soufflerie et qu'elles-mêmes sont influencées par le champ de pression généré par l'aile. Il est d'usage d'utiliser le gradient de pression à vide pour calculer cette correction. Il serait en effet difficile d'utiliser les courbes de la figure 4.6 pour déterminer des gradients de pression longitudinaux plus appropriés.

La seconde correction s'applique par la suite et compense pour l'augmentation de vitesse causée par l'interférence des murs de la soufflerie. Cette correction est évaluée par l'équation 2.28 réécrite ici :

$$C_d = C_{du}(1 - 3\epsilon_{sb} - 2\epsilon_{wb}) \quad (4.20)$$

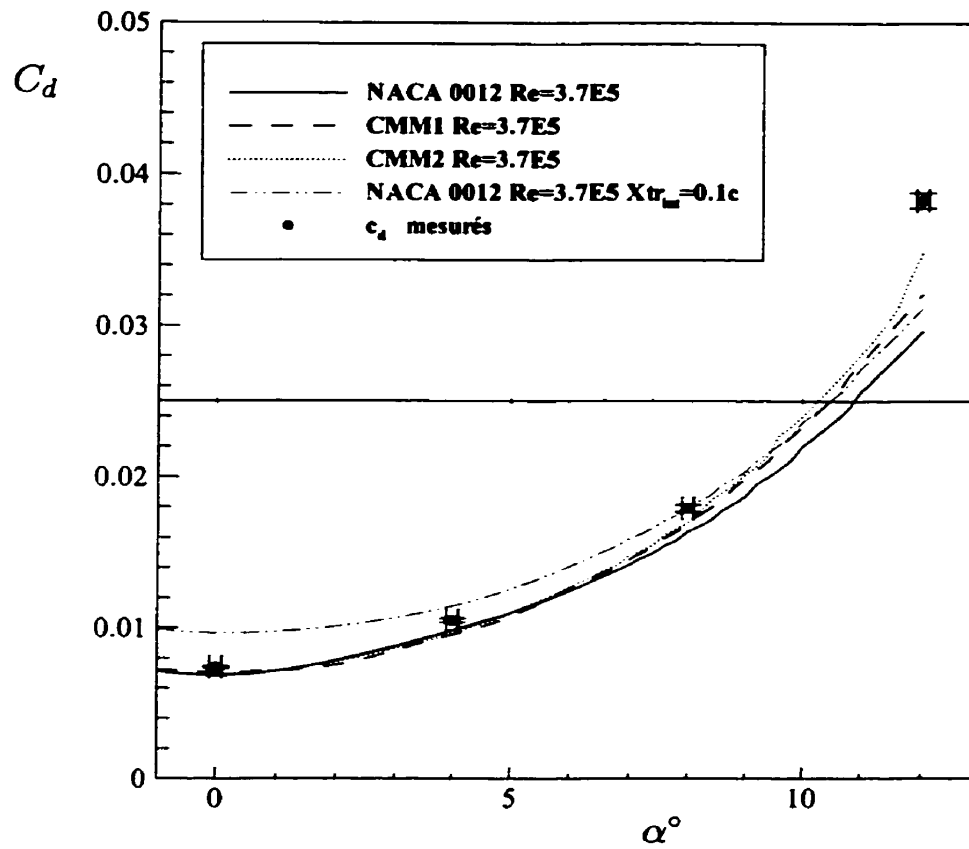
nf	$\alpha$	$C_{dAB}$	$C_{du}$	$C_d$
4	0°	.0086	.0074	.0074
15	4°	.0118	.0106	.0105
29	8°	.0193	.0181	.0179
32	12°	.0400	.0388	.0383

**TABLEAU 4.6**

Mesures expérimentales corrigées des  $C_d$ .

Le tableau 4.6 présente les valeurs finales retenues de  $C_d$ . Ces valeurs sont comparées à la figure 4.8 avec les données calculées avec Xfoil. La comparaison est bonne compte tenu des différences entre les deux modèles de prédiction. À observer sur les courbes théoriques, la forte influence du positionnement du point de transition intrados et celle de la précision de la forme de l'aile pour les grands angles d'attaque.

Cependant, lorsque plusieurs inspections sont effectuées pour différentes positions  $Z$  le long de l'envergure, des variations de l'ordre de  $\pm 15\%$  sur les prédictions de  $C_d$  sont observées. Ces variations sont présentées par la figure 4.9 pour un angle d'attaque de 4° et une station d'inspection située à  $0.5c$  derrière le bord de fuite de l'aile. L'importance de ces variations est du même ordre que celle rapportée par Guglielmo et al. [2] et Althaus [1].

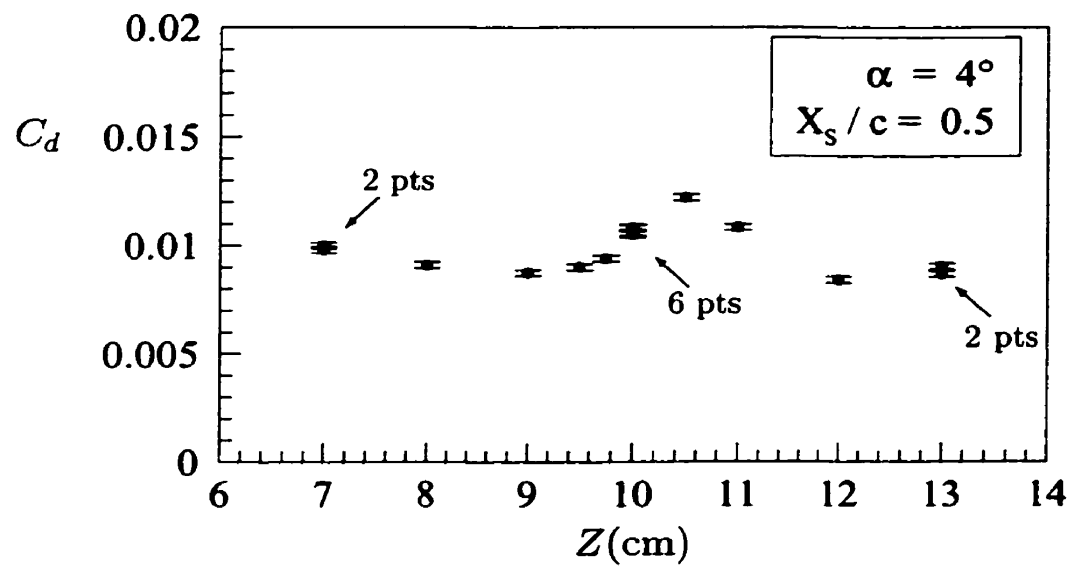


**FIGURE 4.8**

Comparaisons entre les estimations expérimentales de  $C_d$  et les prédictions par Xfoil :  $N=200$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .

À travers ces variations, il faut remarquer la faible dispersion entre les deux estimations à 7cm, les six estimations à 10cm et les deux estimations à 13cm. Ainsi ces variations dépendent de la position et ne sont pas seulement des différences aléatoires.





**FIGURE 4.9**

Variations de  $C_d$  selon la position de l'envergure où l'inspection est effectuée.

# Chapitre 5

## Conclusion et recommandations

Ce mémoire décrit le travail d'exploration des méthodologies expérimentales pour la mesure des coefficients aérodynamiques 2-D des ailes volant à faible  $Re$ . Une procédure d'estimations des  $C_l$  par prises de pression pariétale a été développée et testée sur un profil d'aile de forme NACA 0012. Théoriquement et expérimentalement, l'ensemble des questions concernant l'estimation des  $C_d$  par inspection de sillage a été étudié. Quant à l'aspect validation de la méthodologie pour la caractérisation de profil d'aile, l'objectif est atteint puisque l'on possède maintenant une procédure pour déterminer les coefficients avec des incertitudes respectables. Le problème de variation en envergure de la traînée a été bien identifié et, à partir des résultats présentés ici, une étude plus profonde du phénomène pourra être envisagée. En fait, plusieurs problèmes dont certains déjà anticipés au début du travail, ont été mis en évidence et indiquent la voie que pourront prendre les recherches futures. Ainsi, le fort gradient de pression dans la section d'essais, les variations temporelles de  $U_\infty$  et la qualité de l'écoulement (présence d'effet 3-D) restent les principaux facteurs fondamentaux à améliorer. Voici donc les éléments qui méritent une attention particulière et les conclusions à tirer de cette expérience.

### **Qualité de l'écoulement et mesure de $U_\infty$**

Durant cet exercice il a été constaté que la qualité de l'écoulement de la soufflerie à circuit fermé du LMF n'est pas adéquate pour le genre d'expérimentations envisagées. Le principal problème est de maintenir la vitesse et la température constantes durant

la longue période de temps nécessaire à l'acquisition des données. Aussi un tourbillon résultant d'un mauvais ajustement de l'angle d'attaque des pales ou du rapport de vitesses entre les deux moteurs des ventilateurs a été observé. Pour cette recherche, une vitesse plus stable a été recherchée et utilisée et le rapport de vitesse des moteurs a été ajusté de façon à réduire le tourbillon. C'est la raison pour laquelle les  $Re$  des différentes expérimentations sont aussi différents. Cependant les solutions employées sont temporaires et il serait souhaitable d'améliorer le contrôle des deux moteurs et de les asservir soit en  $Re$  soit en vitesse et, si possible, de contrôler la température.

Quand à l'évaluation de  $U_\infty$ , elle pourrait être améliorée par l'utilisation de capteurs plus précis avec des gammes plus ajustées aux besoins. L'utilisation du convergent avec séparation des débits ainsi que la position longitudinale où  $U_\infty$  est valable (effet du gradient de pression) sont deux points très importants qui n'étaient pas complètement éclaircis au début des expérimentations <sup>1</sup>.

En ce qui a trait à la nouvelle section d'essais et au système d'inspection de silage, toutes les composantes sont opérationnelles. Les observations suivantes peuvent cependant servir de base pour des améliorations :

- Diminution de l'épaisseur des murs séparateurs. Ces murs sont des obstacles que l'écoulement doit contourner juste avant de rencontrer l'aile. Des murs plus minces rendraient la séparation des débits moins dérangerante pour l'écoulement. La zone la plus critique se trouve aux jonctions entre le bord d'attaque des murs séparateurs et les murs de la section d'essais.
- Diminution de la taille du système de traverse. Le système de traverse, malgré le carénage qui le couvre, détruit la symétrie de l'écoulement et perturbe le champ de pression. Un arrangement plus discret serait moins encombrant quoique le montage actuel est optimisé en terme de stabilité, de précision et de fonctionnalité. De plus, dans sa forme actuelle, le système de traverse permet l'ajustement du débit entre les trois sections lorsque l'aile est à incidence faible puisque celui-ci augmente les pertes de charges dans la section du centre.

---

<sup>1</sup>Cette partie du travail était effectuée en parallèle par M. Deslauriers [5].

## Corrections de Betz adaptée et de Flottaison

Il a été démontré que la correction proposée pour les effets de turbulence est très faible (1.5% au maximum pour  $X_s/c = 0.5$ ) si un pitot-statique est utilisé pour inspecter le sillage. Un moyen sûr d'éviter d'avoir à corriger cet effet est d'effectuer les inspections de sillage à  $X_s/c = 1.0$ .

Pour ce qui est des corrections de flottaison et des perturbations sur les frontières, il serait nécessaire qu'elles soient diminuées pour augmenter la validité des estimations. Les calculs pour ces corrections devraient être effectués dans le but de s'assurer qu'elles sont négligeables plutôt que pour améliorer les estimations. La raison en est que ces corrections se basent sur plusieurs hypothèses difficilement vérifiables et qu'elles requièrent un temps beaucoup plus grand lors des mesures.

Comme ces corrections sont toutes deux contrôlées par l'épaississement des couches limites sur les murs de la section d'essais et des murs séparateurs, ce sont ces couches limites qui devraient changer. Si on élimine l'utilisation de murs divergents et les techniques d'aspiration des couches limites, deux solutions restent envisageables :

- Allongement des murs séparateurs. Lors de la conception des murs séparateurs, l'un des objectifs était de les faire les plus courts possible devant le bord d'attaque de l'aile afin de diminuer l'épaisseur des couches limites rencontrant les jonctions entre l'aile et les murs séparateurs. L'erreur a été d'oublier que plus les couches limites sont jeunes, plus elles s'épaississent rapidement et que ce second problème a peut-être plus d'importance que le premier. De plus, cet allongement a un autre effet bénéfique, il améliore la séparation des débits et la bidimensionalité de l'écoulement.
- Augmenter la vitesse  $U_\infty$ , ce qui aurait pour effet de diminuer l'épaisseur relative des couches limites partout dans la soufflerie et surtout de les faire vieillir plus rapidement réduisant ainsi leurs épaissements au niveau de l'aile. Ainsi la diminution de section de passage serait moins importante, le gradient de pression serait diminué et les frontières du volume de contrôle moins perturbées. L'augmentation de  $U_\infty$  a aussi l'effet d'augmenter le  $Re$  de l'expérimentation.

## Mesures des $C_l$ et $C_d$

Les mesures des  $C_l$  et  $C_d$  peuvent être améliorées par l'utilisation de meilleurs instruments ou une meilleure façon de les agencer. Par exemple, lors de la journée de mesure CMM, seulement quelques unes des positions des prises de pression pariétale ont été mesurées à cause des contraintes de temps. Il sera donc important, pour les futures ailes, de prévoir une méthode simple et rapide permettant de mesurer les positions de toutes les prises en même temps que les coordonnées de l'aile qui servent de référence.

En ce qui concerne les mesures de pression, la recommandation suivante est proposée : toutes les mesures de pression devrait se faire en référence avec la pression totale. Cette pression totale de référence serait sondée par un tube de pitot (peut-être de type Kiel [13]) conçu de façon à ne pas être sensible à l'incidence de l'écoulement. L'incertitude  $\epsilon_{p_{t\infty}}$  serait donc éliminée du calcul. Les avantages d'utiliser une pression totale comme référence sont :

- La pression totale est la pression la plus élevée présente dans la soufflerie et les capteurs de pression travaillent ainsi de façon unidirectionnelle.
- Cette pression est la même partout dans toutes les zones potentielles et est insensible au gradient de pression. Cette pression totale pourra aussi être mesurée par rapport au zéro pression absolue afin de visualiser les fluctuations de vitesses et pour les calculs de compressibilité présentés à l'annexe E. Des capteurs de pression plus performants et dont la gamme aura été bien choisie devront être utilisés. À ce titre, l'utilisation de capteurs ne nécessitant pas d'étalonnage, comme le Baratron, sont beaucoup plus pratiques, permettent une économie non négligeable de temps et améliorent la précision.

Les incertitudes sur les  $C_l$  et  $C_d$  seront aussi diminuées par l'amélioration de la qualité de l'écoulement et une meilleure mesure de  $U_\infty$ . De plus, le déclenchement de la transition des deux côtés de l'aile aurait certainement un effet bénéfique sur la bidimensionnalité des couche limites et la prédiction de  $C_l$ . Des déclenchements de transition permettraient aussi des comparaisons plus justes avec d'autres données expérimentales comme l'explique McCroskey [19].

L'augmentation du  $Re$ , soit par augmentation de la corde et/ou de la vitesse, aurait aussi un effet bénéfique en réduisant l'influence des couche limites sur le  $C_l$  et en simplifiant le phénomène de transition. De plus, l'augmentation du  $Re$  atténuerait les variations de  $C_d$  en envergure [2] et permettrait des comparaisons avec beaucoup plus de données expérimentales [19].

### Sonde Fil Chaud

L'utilisation de la sonde fil chaud devait servir de comparaison pour les mesures par pitot-statique. La première remarque à ce sujet est que l'utilisation de la sonde fil chaud pour mesurer la vitesse moyenne n'est pas suffisamment performante dans l'état actuel de l'instrumentation. Le plus gros problème étant les changements de propriétés du fil entre la détermination des coefficients et l'inspection. Des durées d'inspection d'une heure sont courantes et trop longues pour les sondes utilisées. De plus, la faible fiabilité des fils chauds (vieillessement, bris) fait perdre beaucoup de temps et requiert de discerner entre les bonnes et les mauvaises acquisitions ce qui est très peu pratique.

Les points suivants, plus spécifiques, devaient être vérifiés par l'utilisation de la sonde fil chaud :

- Effet de la turbulence sur la pression totale mesurée par le pitot-statique dans le sillage. L'idée était de comparer les mesures de vitesse moyenne (ou de pression statique) faites par fil chaud avec celles faites au pitot-statique, avec et sans les corrections de turbulence (l'intensité de turbulence étant aussi mesurée par la sonde fil chaud). Cette correction qui est très faible pour des inspections à  $\frac{x}{c} = 0.5$  et encore plus faible à  $\frac{x}{c} = 1.0$  n'a pu être vérifiée car les mesures de vitesse moyenne par fil chaud étaient trop imprécises par rapport à la correction.
- Qualité des mesures de pression statique par pitot-statique dans le sillage. Ici encore la précision du fil chaud ne permet pas d'affirmer que la pression statique est mal mesurée par un pitot-statique. En fait, Nakayama [7] affirme qu'une sonde statique bien orientée dans l'écoulement peut être utilisée jusque dans le sillage rapproché d'une aile.
- Mauvais positionnement des points de mesure effectués par pitot-statique dans une zone à fort gradient de vitesse. Ici c'est la petitesse de la sonde fil chaud qui

devait l'avantager vis-à-vis de la sonde pitot-statique. Encore une fois, la validité des mesures fil chaud n'a pas été suffisante pour porter un jugement, surtout que les erreurs ont été évaluées comme très faibles, conduisant à des différences d'au plus 0.2% sur le  $C_d$  pour des inspection effectuée à  $\frac{x_1}{c} = 0.5$ .

L'utilisation de la sonde fil chaud n'est donc pas recommandée comme substitut au pitot-statique, puisqu'elle n'améliore pas les estimations de  $C_d$ , qu'elle doit être utilisée conjointement avec un pitot pour la pression totale et qu'elle complique énormément les manipulations. Les mesures de fluctuation de vitesse ne sont pas non plus nécessaires si l'inspection se fait suffisamment loin du bord de fuite de l'aile. Les recommandations suivantes devraient cependant être suivies si l'utilisation de la sonde fil chaud est requise :

- Utilisation d'un fil avec de meilleures propriétés assurant une plus grande stabilité temporelle.
- Automatisation complète de la procédure d'étalonnage. Cette procédure est longue, répétitive et oblige l'expérimentateur à effectuer les changements de vitesse et à être présent au moment final de l'inspection pour le second étalonnage. Le contrôle de la vitesse par l'ordinateur serait un avantage considérable en terme de temps et de précision. Il faut cependant être prudent car les calculs de régression ont tendance à diverger quelquefois lorsque la courbe d'étalonnage manque de sensibilité (peu de changement de signal pour les changements de vitesse).
- Augmentation de la précision des mesures de vitesse de référence par pitot-statique et installation de cette sonde de référence à un endroit stratégique (écoulement potentiel peu dévié par l'aile en incidence) où la sonde fil chaud pourra être amenée. Il faut éviter d'avoir à arrêter la soufflerie et mettre la sonde hors ligne entre l'étalonnage et l'utilisation.
- Diminution des variations de température, quoique le terme de correction  $C_{tm}$  soit très efficace pour contrer ces variations.

## **Chaîne d'acquisition de données**

La chaîne d'acquisition de données se basait sur l'utilisation de plusieurs capteurs branchés, via un multiplexeur, à deux multimètres contrôlés par un ordinateur. L'ensemble fonctionnait le plus possible de façon autonome ne laissant à l'expérimentateur que certains étalonnages et changements de configurations à effectuer.

Cependant, l'augmentation d'intermédiaires entre le phénomène physique à mesurer et les données expérimentales obtenues amène une quantité de sources d'erreurs et d'éléments à valider et à vérifier constamment. Par exemple, il aurait probablement été beaucoup plus facile, rapide, sûr et tout aussi précis, d'utiliser un banc de manomètres inclinés pour mesurer les pressions pariétales sur l'aile. De plus, d'un rapide coup d'oeil, un problème peut être détecté alors qu'avec la procédure utilisée, ce n'est qu'une fois l'acquisition terminée que le problème apparaît. Aussi, aucune indication n'est facilement visible quant aux variations et aux incertitudes des mesures.

Finalement, des recommandations globales seraient de rechercher la simplicité dans toutes les étapes, de se limiter à l'essentiel en terme de manipulation et de traitement et de profiter le plus possible de l'expérience extérieure (par exemple, visiter d'autres installations car les trucs et astuces d'expérimentateurs ne sont pas décrits dans les articles publiés !).



# Bibliographie

- [1] Althaus D., *Drag Measurements on Airfoils*, presented at OSTIV Congress, Paderborn, West Germany, 1981.
- [2] Guglielmo J.J. & Selig M.S., *Large spanwise variations in profile drag for airfoils at low Reynolds number*, AIAA-95-1783, 1995.
- [3] Giguère P., *Effets d'un volet "Gurney" sur des profils d'aile à faible nombres de Reynolds*, Mémoire de Maîtrise, Faculté des études supérieures, Université Laval, 1994.
- [4] Giguère P. & Selig M.S., *Freestream velocity measurements and corrections for two-dimensional testing with splitter plates*, AIAA-96-2388, 1996.
- [5] Deslauriers M., *Problématique reliée aux essais bidimensionnels de profil d'aile en soufflerie en présence de murs séparateurs*, Mémoire de Maîtrise, Faculté des études supérieures, Université Laval, 1999.
- [6] Drela M., *XFOIL: An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils*, in *Lecture Notes in Engineering: Low Reynolds Number Aerodynamics*, T.J. Mueller (ed.), Vol 54, Springer-Verlag, 1989.
- [7] Nakayama A., *Characteristics of the flow around conventional and supercritical airfoil*, J. Fluid Mech., Vol. 160, pp .155-179, 1983.
- [8] Schlichting H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., chap. XXV, McGraw-Hill, 1979.
- [9] Zwaaneveld J., *Comparison of Various Methods for Calculating Profile Drag from Pressure Measurements in the Near Wake at Subcritical Speed*, AGARD CP-124, 1973.

- [10] von Doenhoff A.E. & Abbott F.T., *The Langley two-dimensional low-turbulence pressure tunnel*, NACA Technical Note No. 1283, 1947.
- [11] Smith A.M.O. & Cebeci T., *Remarks on methods for predicting viscous drag*, AGARD-CP-124, 1974.
- [12] Vinh H., van Dam C.P., Yen D., Pepper R.S., *Drag prediction algorithms for Navier-Stokes solutions about airfoils*, AIAA-95-1788-CP, pp .212-228, 1995.
- [13] Rae W.H.,Jr. & Pope A., *Low-Speed Wind Tunnel Testing*, John Wiley and Sons, 1984.
- [14] Laster, Young, Ohman, Sears, *Round table discussion on "Wall interference in wind tunnels"*, AGARD-CP-335, 1982.
- [15] Holt D.R. & hunt B., *The use of panel methods for the evaluation of subsonic wall interference*, AGARD-CP-335, 1982.
- [16] van den Berg B., *Some notes on two-dimensionnal high-lift test in wind-tunnels*, AGARD LS-43, 1971.
- [17] Cousteix J., *Turbulence et couche limite*, Cepadues, 1989.
- [18] Steinle F. & Stanewsky E., *Wind Tunnel Flow Quality and Data Accuracy Requirements*, AGARD-AR-184, 1982.
- [19] McCroskey W.J., *A Critical Assessment of Wind Tunnel Results for the NACA 0012 Airfoil*, AGARD-CP-429, 1987.
- [20] Anderson J.D., *Fundamentals of Aerodynamics*, second ed., McGraw-Hill, 1991.

# Annexe A

## Validation du terme de propulsion pour une source confinée

À la section 2.2.1, la propulsion de la source est donnée par :

$$R' = -\rho U_\infty Q'$$

Si l'écoulement est confiné par des parois horizontales, comme à l'intérieur de la soufflerie, il ne retrouve jamais  $U_\infty$  et  $p_\infty$  car la source augmente le débit. Ainsi, la propulsion est plus justement donnée par :

$$R'_j = -\rho(U_\infty + a)Q'$$

où  $a$  représente la survitesse de la source distribuée sur toute la hauteur  $h$  du domaine ( $a = \frac{Q'}{h}$ ). Dans le cas de cette recherche et de l'installation considérée, les paramètres à considérer sont :

$$h = 4C$$

$$Q' = 0.25 U_\infty C \quad \text{au maximum } (\alpha = 12^\circ)$$

$$\frac{R'_j - R'}{R'} = \frac{Q'}{U_\infty h} = 0.63\%$$

Considérant que le terme de propulsion contribue environ à la moitié de la traînée totale, l'erreur sur la traînée due à une mauvaise évaluation de  $R'$  est de l'ordre de 0.32% au maximum. Il est donc raisonnable de ne pas le considérer.

# Annexe B

## Résultats expérimentaux additionnels

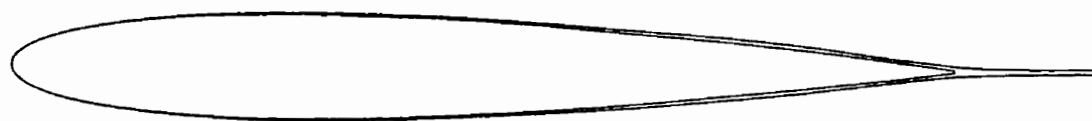
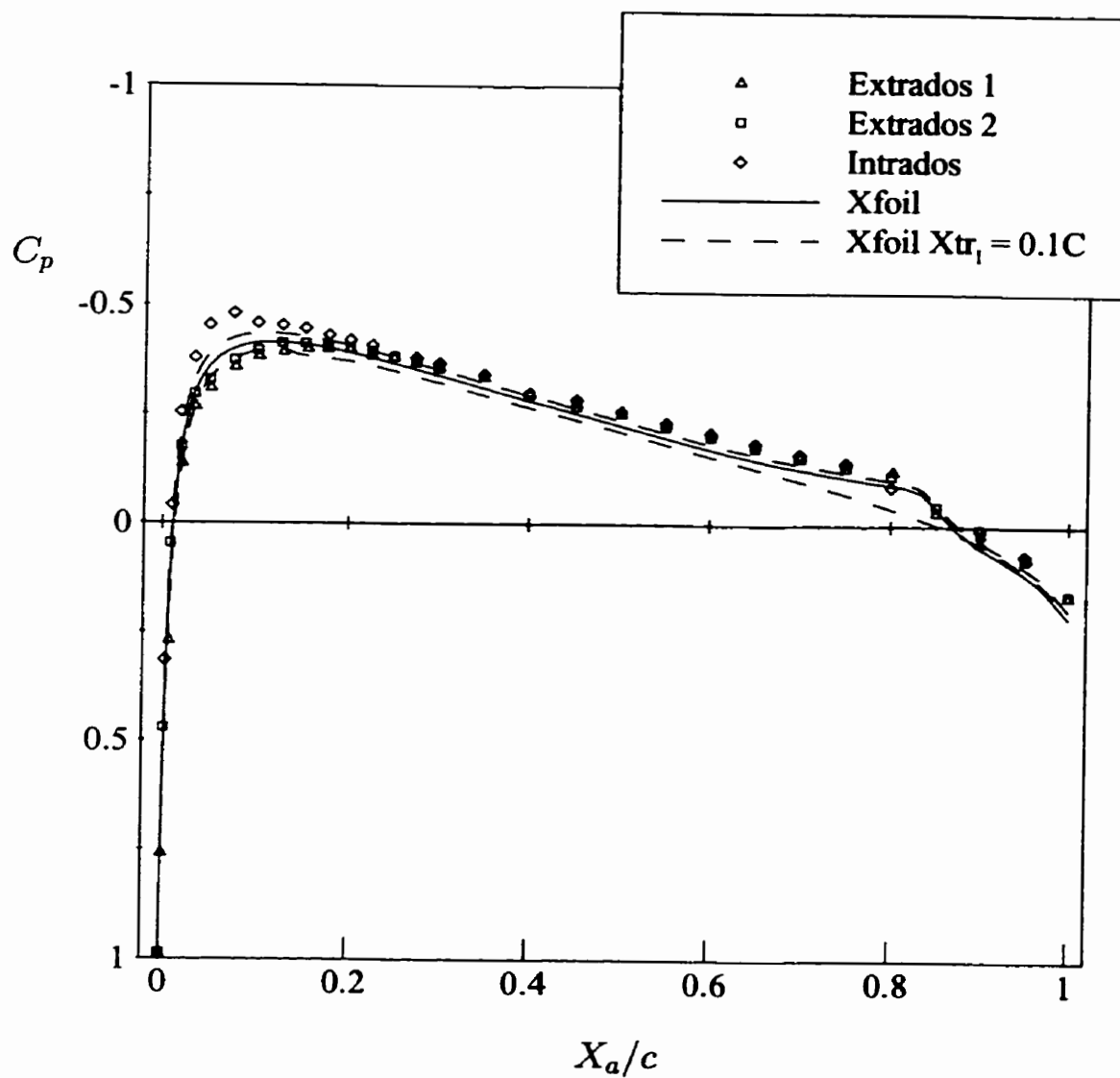
Extrados 1					
Prise #	$x$	$C_p$ $\alpha = 0^\circ$	$C_p$ $\alpha = 4^\circ$	$C_p$ $\alpha = 8^\circ$	$C_p$ $\alpha = 12^\circ$
1-1	0.006	0.992	0.281	-1.568	-3.704
1-2	0.018	0.760	-0.809	-3.261	-5.593
1-3	0.075	0.270	-1.320	-3.288	-4.758
1-4	0.190	-0.135	-1.401	-2.661	-4.473
1-5	0.309	-0.266	-1.286	-2.493	-4.369
1-6	0.459	-0.308	-1.155	-2.454	-2.441
1-7	0.685	-0.357	-1.049	-1.440	-2.160
1-8	0.909	-0.382	-0.972	-1.474	-1.907
1-9	1.143	-0.393	-0.916	-1.376	-1.711
1-10	1.375	-0.399	-0.867	-1.281	-1.552
1-11	1.575	-0.400	-0.827	-1.196	-1.424
1-12	1.800	-0.398	-0.791	-1.123	-1.313
1-13	2.025	-0.384	-0.755	-1.047	-1.205
1-14	2.250	-0.380	-0.723	-0.992	-1.124
1-15	2.475	-0.369	-0.690	-0.932	-1.036
1-16	2.705	-0.357	-0.662	-0.876	-0.959
1-17	3.157	-0.335	-0.609	-0.781	-0.826
1-18	3.600	-0.300	-0.543	-0.678	-0.697
1-19	4.053	-0.275	-0.449	-0.603	-0.597
1-20	4.500	-0.253	-0.411	-0.540	-0.511
1-21	4.950	-0.231	-0.378	-0.476	-0.429
1-22	5.409	-0.209	-0.345	-0.417	-0.359
1-23	5.850	-0.184	-0.299	-0.352	-0.300
1-24	6.300	-0.159	-0.252	-0.288	-0.255
1-25	6.750	-0.143	-0.198	-0.221	-0.220
1-26	7.216	-0.125	-0.149	-0.160	-0.196
1-27	7.650	-0.031	-0.098	-0.102	-0.180
1-28	8.100	0.039	-0.051	-0.049	-0.170
1-29	8.567	0.072	-0.002	0.002	-0.157
1-30	9.000	0.161	0.062	0.047	-0.141

Extrados 2					
Prise #	$x$	$C_p$ $\alpha = 0^\circ$	$C_p$ $\alpha = 4^\circ$	$C_p$ $\alpha = 8^\circ$	$C_p$ $\alpha = 12^\circ$
2-1	0.000	0.986	0.133	-1.815	-4.011
2-2	0.025	0.470	-1.278	-3.654	-5.520
2-3	0.081	0.046	-1.484	-3.191	-4.627
2-4	0.180	-0.175	-1.439	-2.675	-4.569
2-5	0.300	-0.296	-1.296	-2.467	-3.976
2-6	0.450	-0.329	-1.168	-2.420	-2.491
2-7	0.675	-0.374	-1.068	-1.476	-2.184
2-8	0.900	-0.397	-0.994	-1.479	-1.928
2-9	1.125	-0.413	-0.936	-1.393	-1.732
2-10	1.350	-0.412	-0.884	-1.288	-1.565
2-11	1.575	-0.408	-0.836	-1.196	-1.425
2-12	1.800	-0.402	-0.798	-1.126	-1.316
2-13	2.025	-0.394	-0.759	-1.052	-1.209
2-14	2.250	-0.382	-0.721	-0.987	-1.115
2-15	2.475	-0.370	-0.690	-0.926	-1.032
2-16	2.700	-0.356	-0.657	-0.862	-0.947
2-17	3.150	-0.337	-0.610	-0.787	-0.827
2-18	3.600	-0.296	-0.513	-0.668	-0.687
2-19	4.050	-0.269	-0.443	-0.598	-0.593
2-20					
2-21	4.950	-0.224	-0.367	-0.466	-0.426
2-22	5.400	-0.201	-0.331	-0.406	-0.348
2-23	5.850	-0.177	-0.293	-0.346	-0.294
2-24	6.300	-0.155	-0.244	-0.284	-0.250
2-25	6.750	-0.133	-0.196	-0.219	-0.214
2-26	7.200	-0.115	-0.152	-0.164	-0.196
2-27	7.650	-0.045	-0.101	-0.104	-0.177
2-28	8.100	0.018	-0.060	-0.052	-0.165
2-29	8.550	0.076	0.005	0.003	-0.154
2-30	9.000	0.158	0.060	0.051	-0.140

Intrados					
Prise #	$x$	$C_p$ $\alpha = 0^\circ$	$C_p$ $\alpha = 4^\circ$	$C_p$ $\alpha = 8^\circ$	$C_p$ $\alpha = 12^\circ$
1-31	0.036	0.314	0.990	0.597	-0.366
1-32	0.096	-0.042	0.825	0.983	0.733
1-33	0.172	-0.254	0.594	0.949	0.979
1-34	0.301	-0.379	0.370	0.789	0.959
1-35	0.438	-0.454	0.219	0.640	0.859
1-36	0.665	-0.481	0.088	0.476	0.710
1-37	0.894	-0.458	0.033	0.379	0.602
1-38	1.129	-0.453	-0.017	0.299	0.509
1-39	1.350	-0.446	-0.052	0.240	0.440
1-40	1.586	-0.431	-0.071	0.197	0.384
1-41	1.800	-0.420	-0.088	0.162	0.337
1-42	2.025	-0.408	-0.102	0.129	0.292
1-43	2.250				
1-44	2.475	-0.380	-0.113	0.087	0.228
1-45	2.703	-0.367	-0.119	0.068	0.202
1-46	3.150	-0.342	-0.123	0.040	0.154
1-47	3.600				
1-48	4.050	-0.285	-0.114	0.009	0.090
1-49	4.494	-0.258	-0.106	0.000	0.067
1-50	4.950	-0.233	-0.096	-0.008	0.044
1-51	5.400	-0.210	-0.085	-0.013	0.026
1-52	5.850	-0.187	-0.069	-0.014	0.010
1-53	6.293	-0.162	-0.050	-0.007	0.001
1-54	6.750	-0.143	-0.026	0.003	-0.005
1-55	7.200	-0.089	-0.005	0.001	-0.021
1-56	7.650				
1-57	8.094	0.008	0.021	-0.013	-0.083
1-58	8.547	0.066	0.040	0.027	-0.097

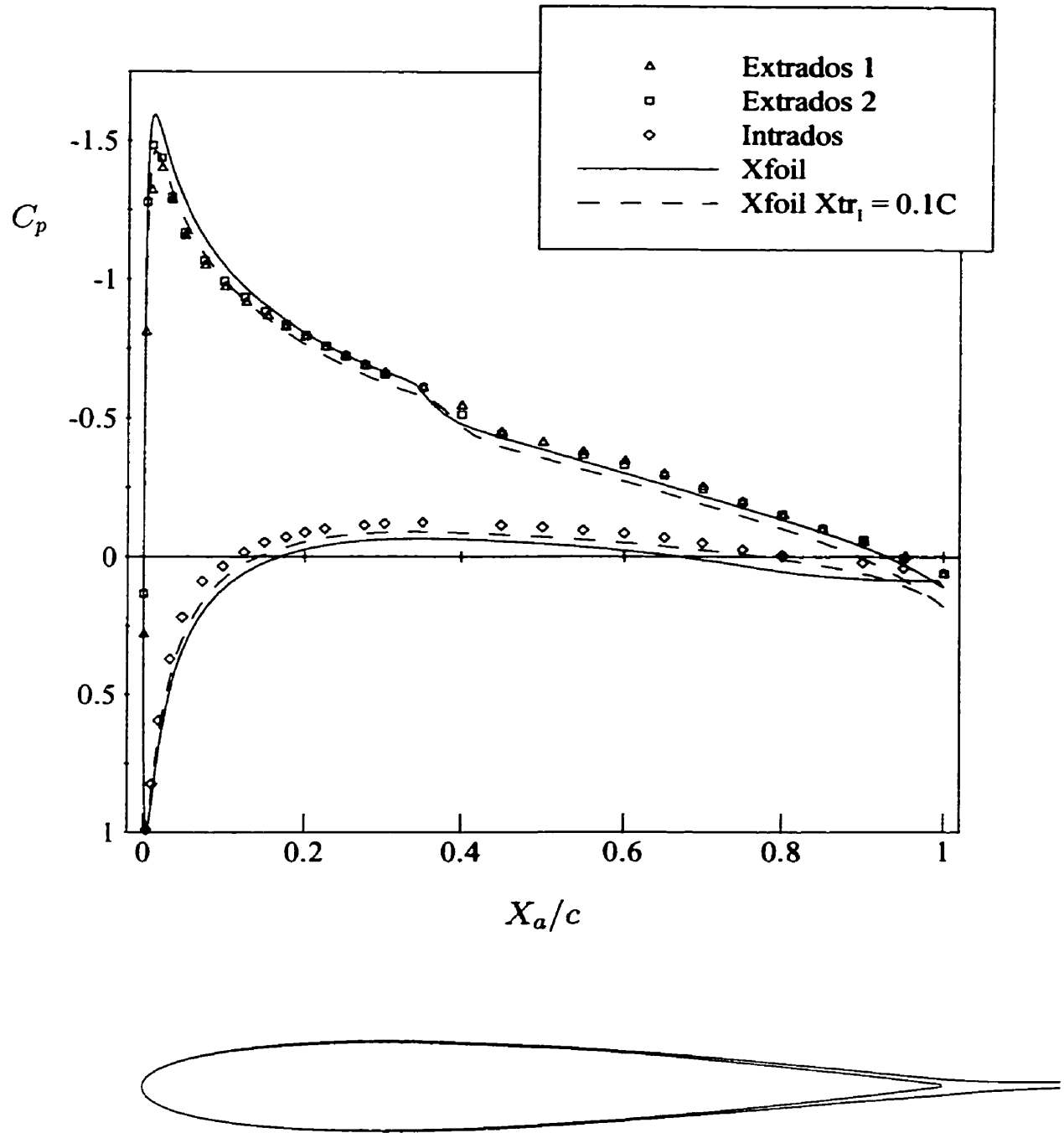
**TABLEAU B.1**

Positions mesurées des prises de pression (en pouces) et valeurs mesurées des  $C_p$  pour les différents angles d'attaques.



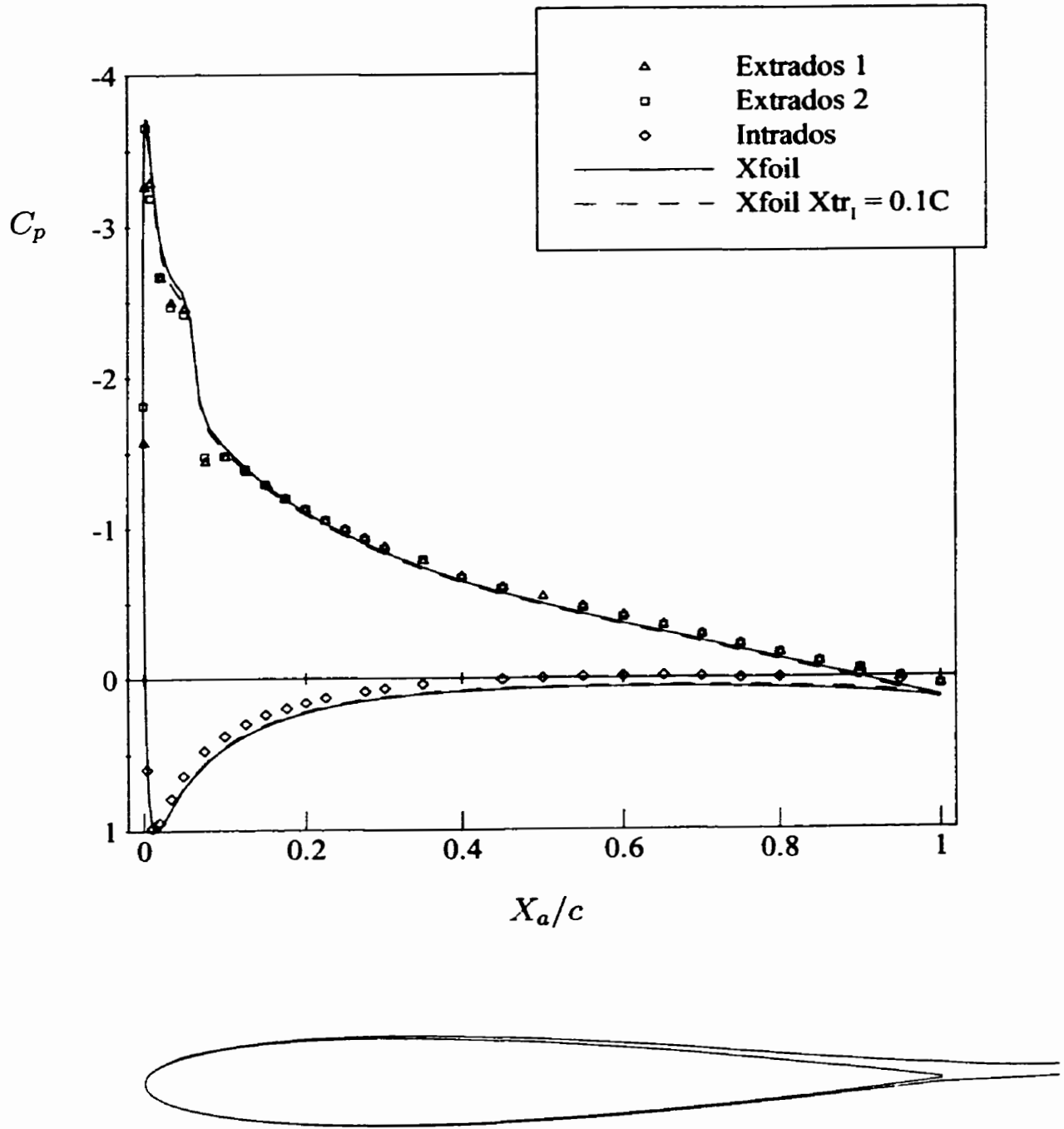
**FIGURE B.1**

Courbe de  $C_p$  pour  $\alpha = 0^\circ$ . Xfoil :  $Re = 3.7E5$ ,  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .



**FIGURE B.2**

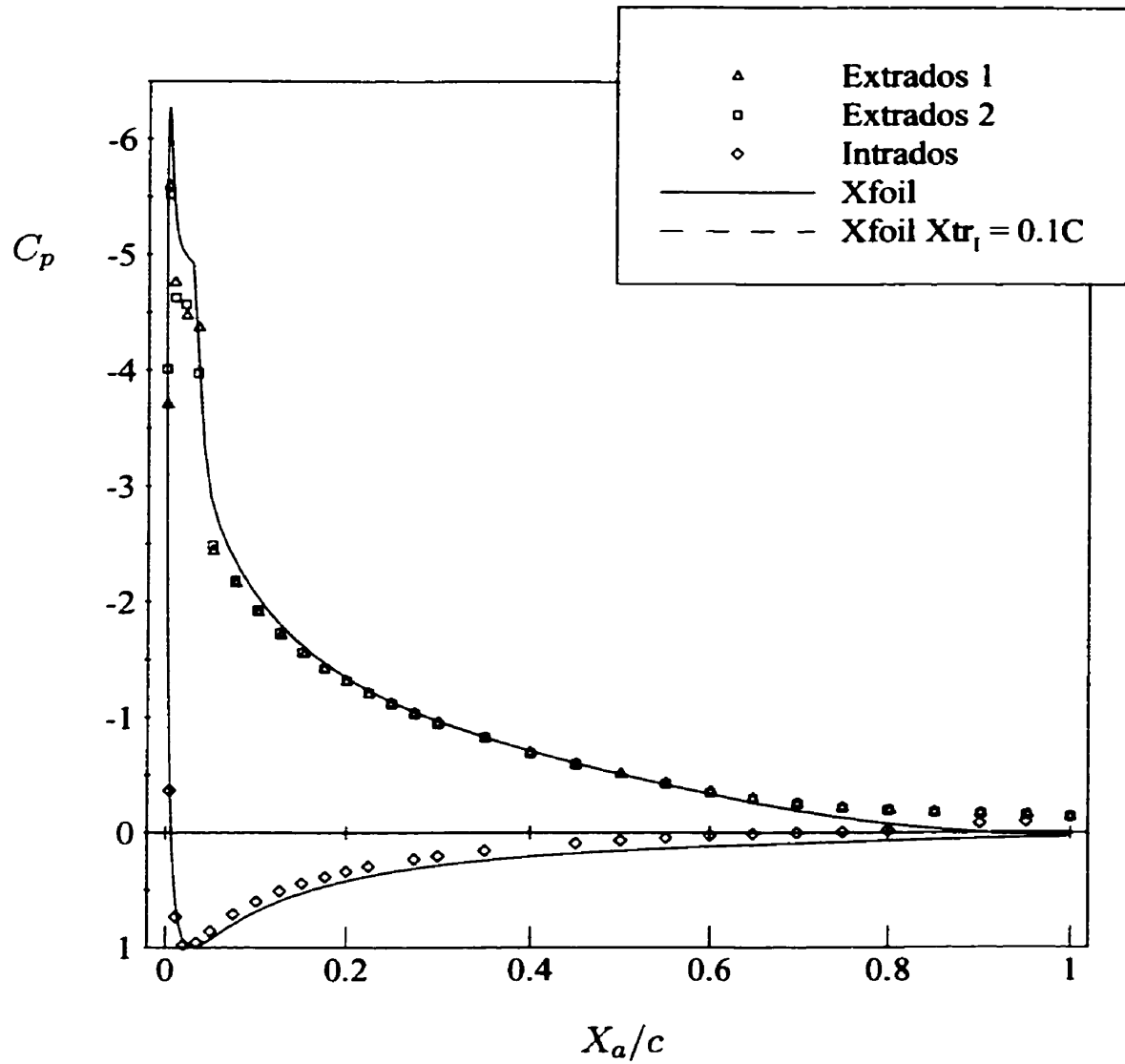
Courbe de  $C_p$  pour  $\alpha = 4^\circ$ . Xfoil :  $Re = 3.7E5$ ,  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .



**FIGURE B.3**

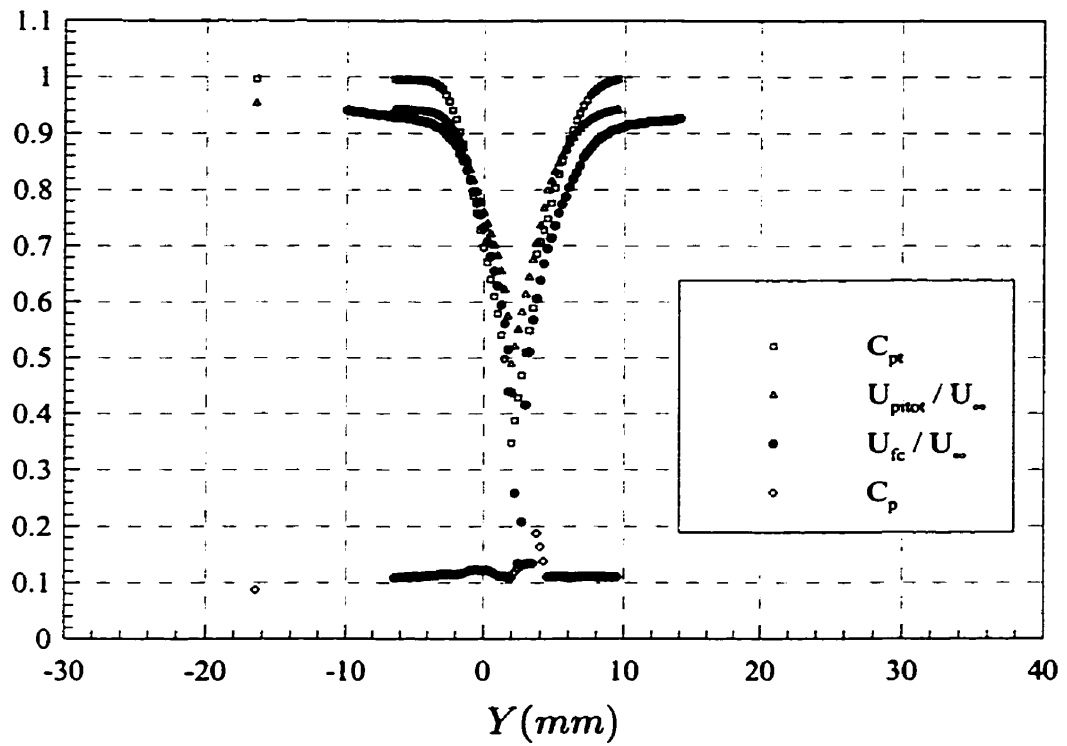
Courbe de  $C_p$  pour  $\alpha = 8^\circ$ . Xfoil :  $Re = 3.7E5$ ,  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .





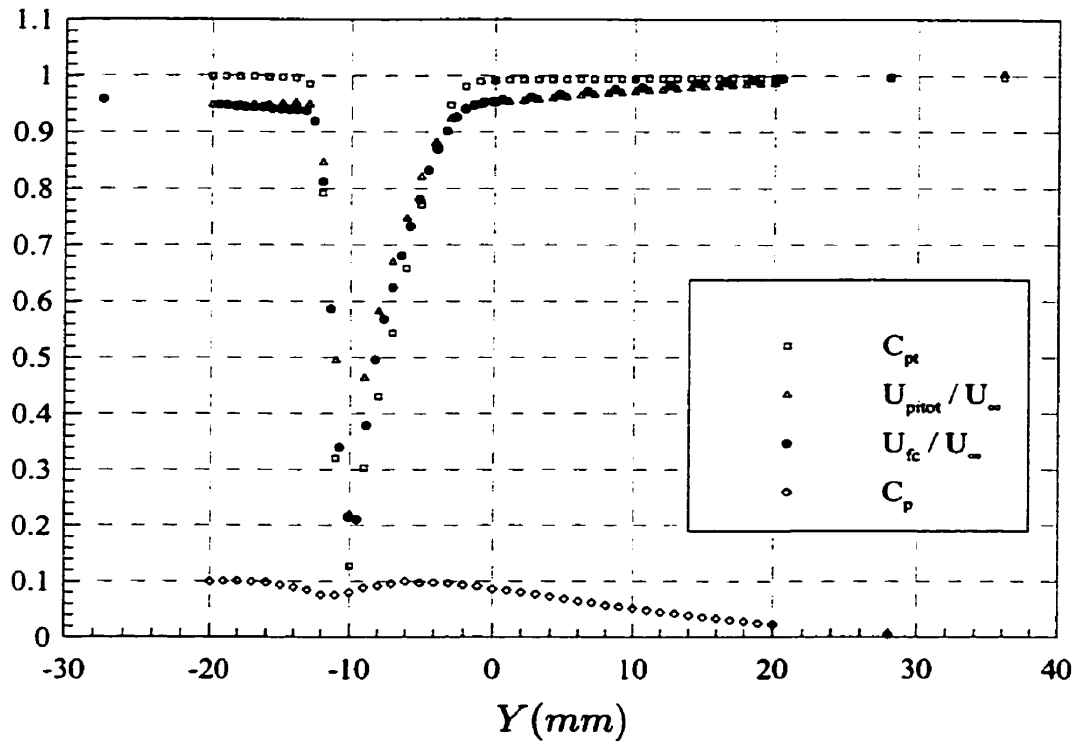
**FIGURE B.4**

Courbe de  $C_p$  pour  $\alpha = 12^\circ$ . Xfoil :  $Re = 3.7E5$ ,  $N=140$ ,  $N_{cr} = 9$  et  $M = 0$ .



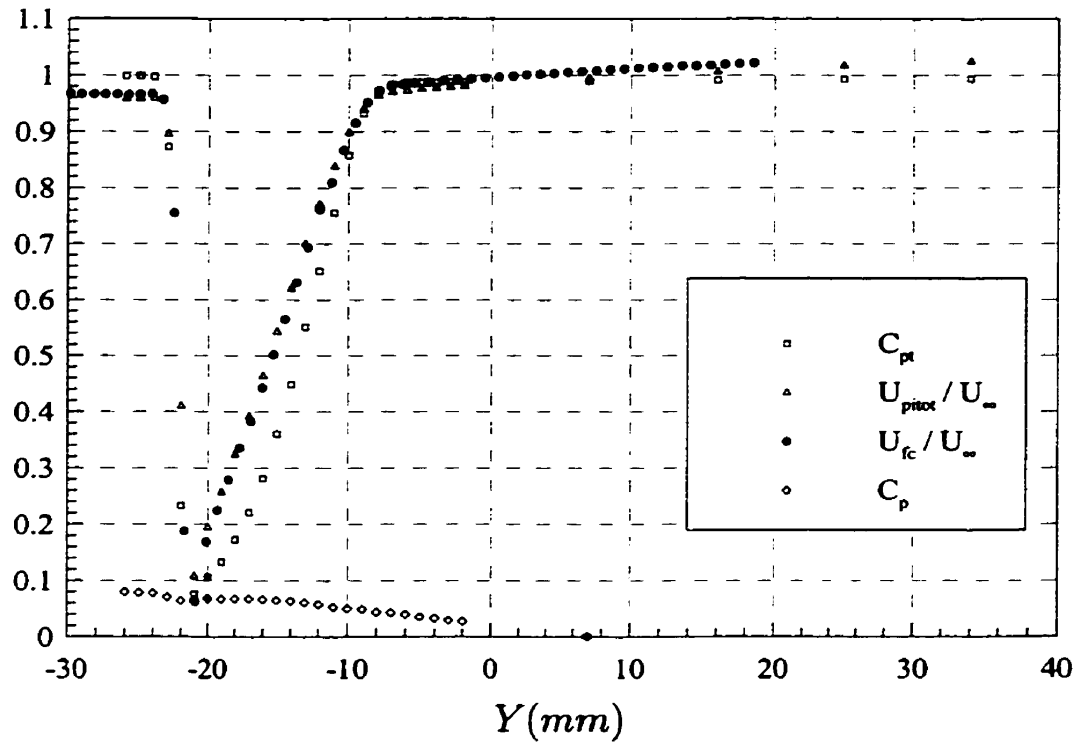
**FIGURE B.5**

Inspection de sillage :  $\alpha = 0^\circ$   $X_s/c = 0$  (nf=5).



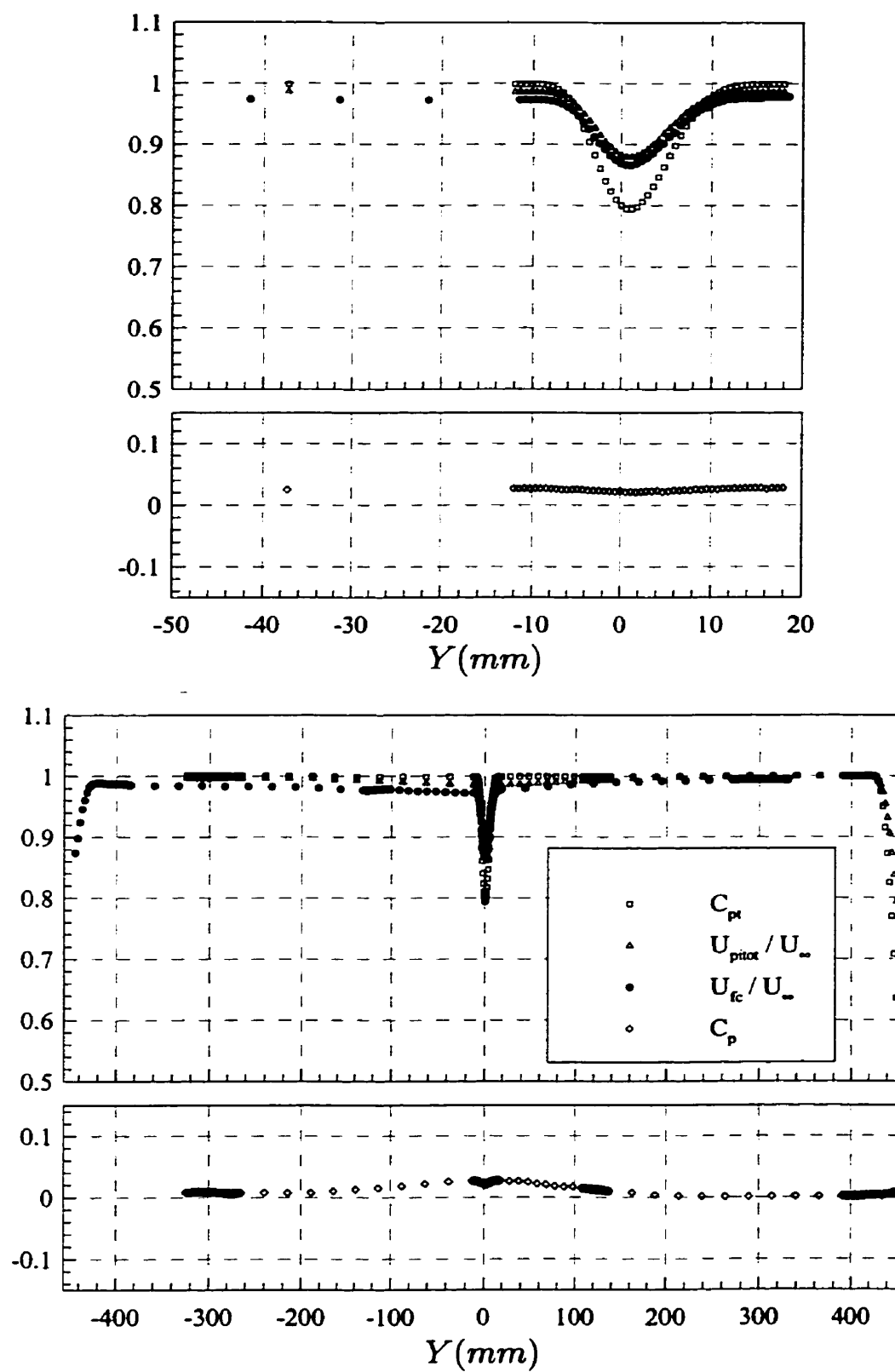
**FIGURE B.6**

Inspection de sillage :  $\alpha = 4^\circ$   $X_s/c = 0$  (nf=26).



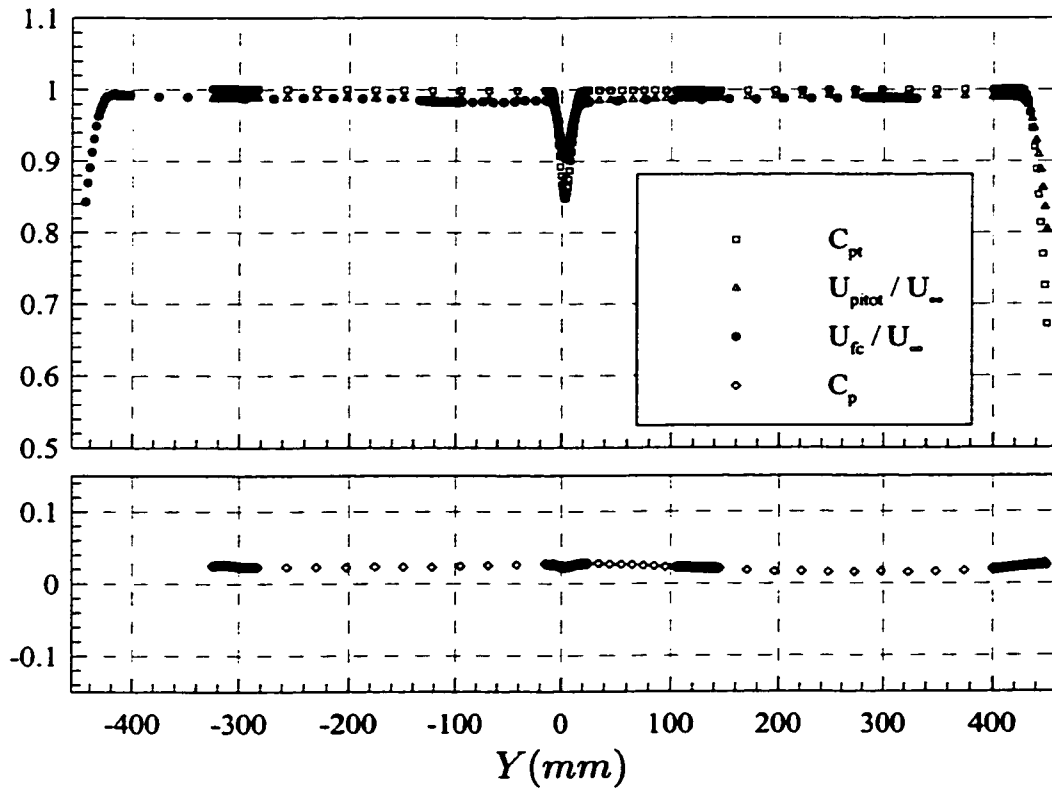
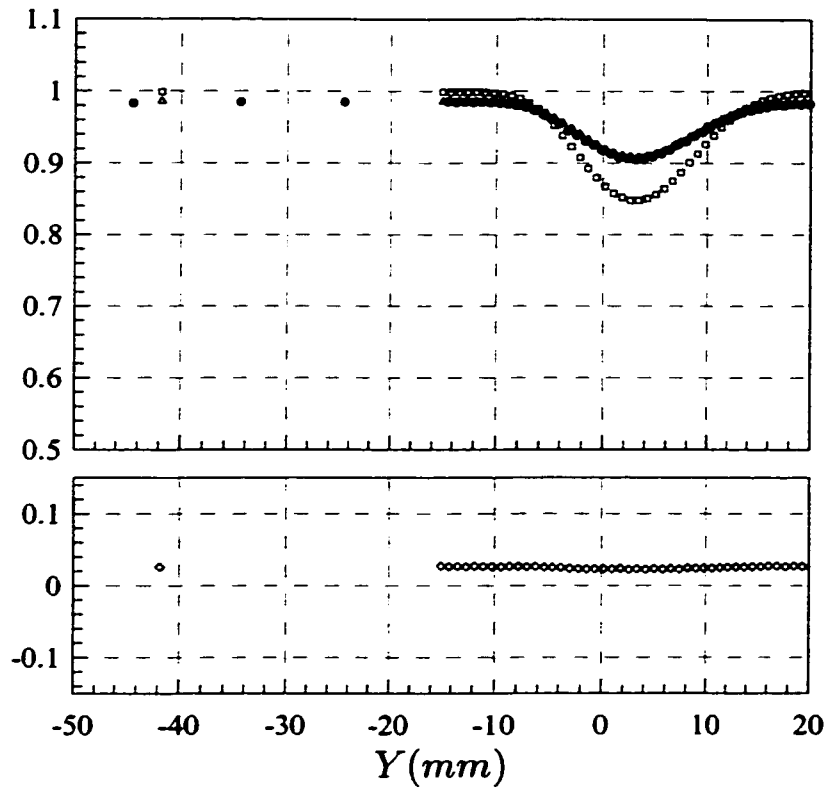
**FIGURE B.7**

Inspection de sillage :  $\alpha = 8^\circ$   $X_s/c = 0$  (nf=30).



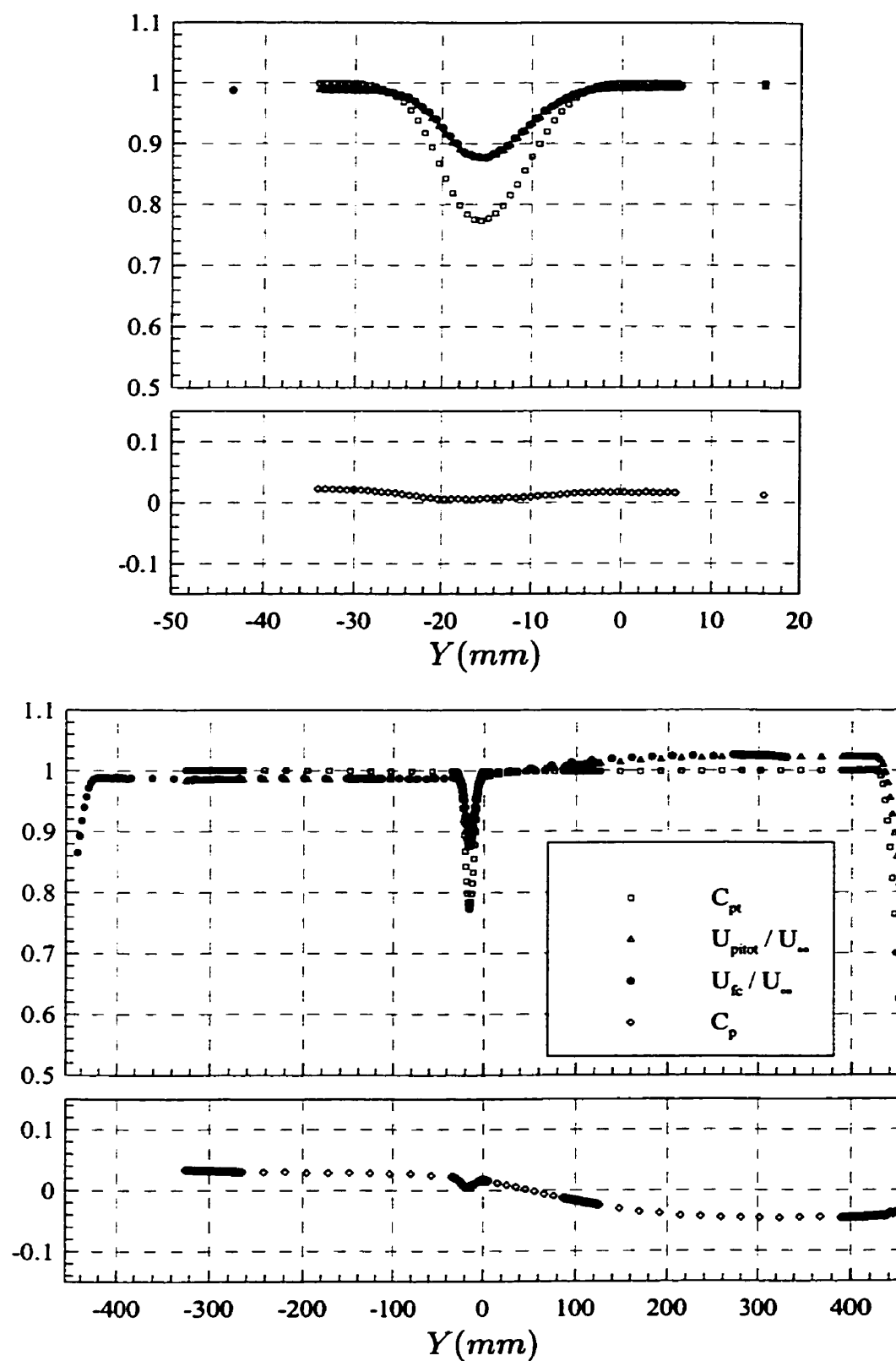
**FIGURE B.8**

Inspection de sillage :  $\alpha = 0^\circ$   $X_s/c = 0.5$  (nf=4).



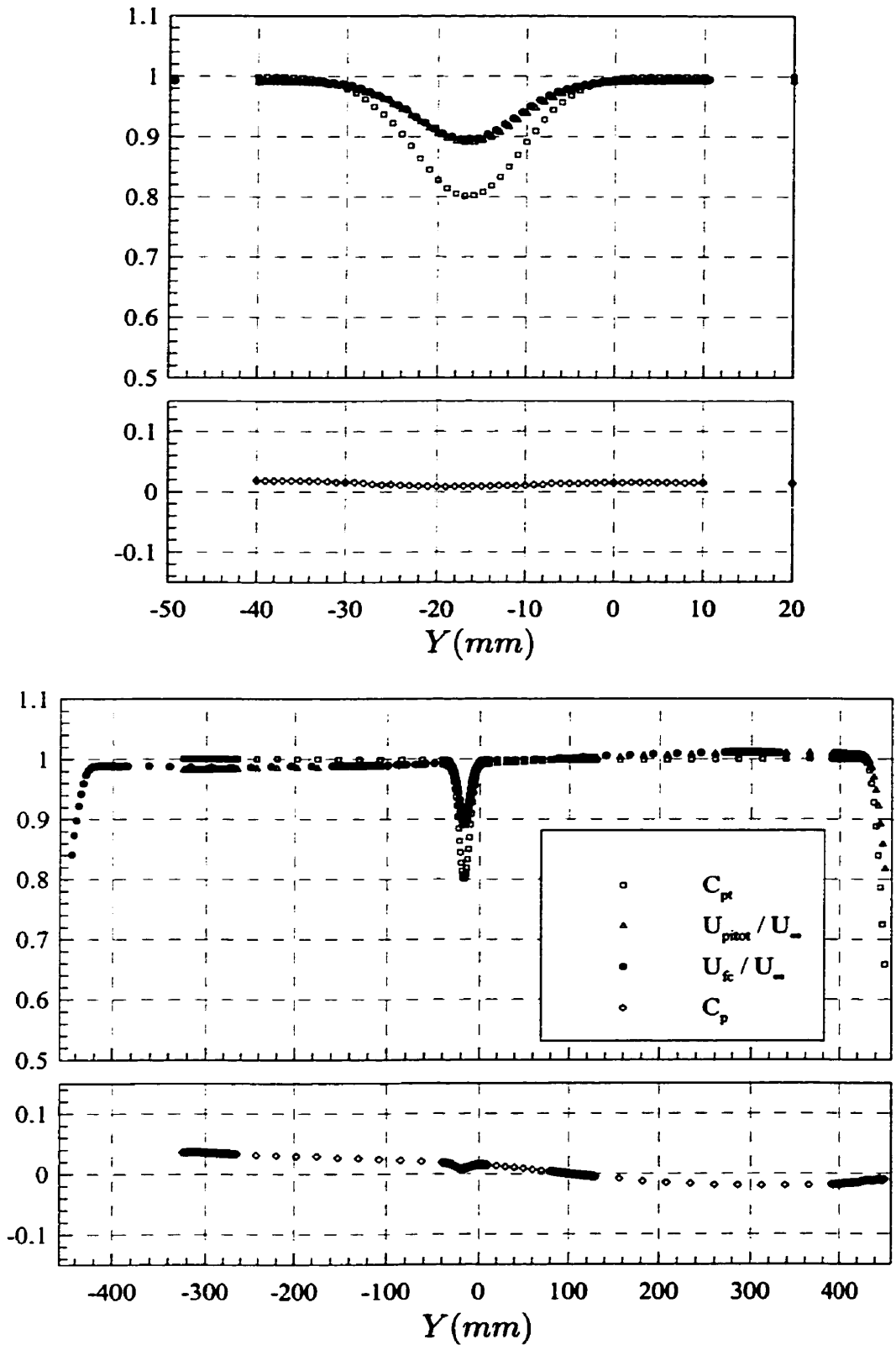
**FIGURE B.9**

Inspection de sillage :  $\alpha = 0^\circ$   $X_s/c = 1$  (nf=1).



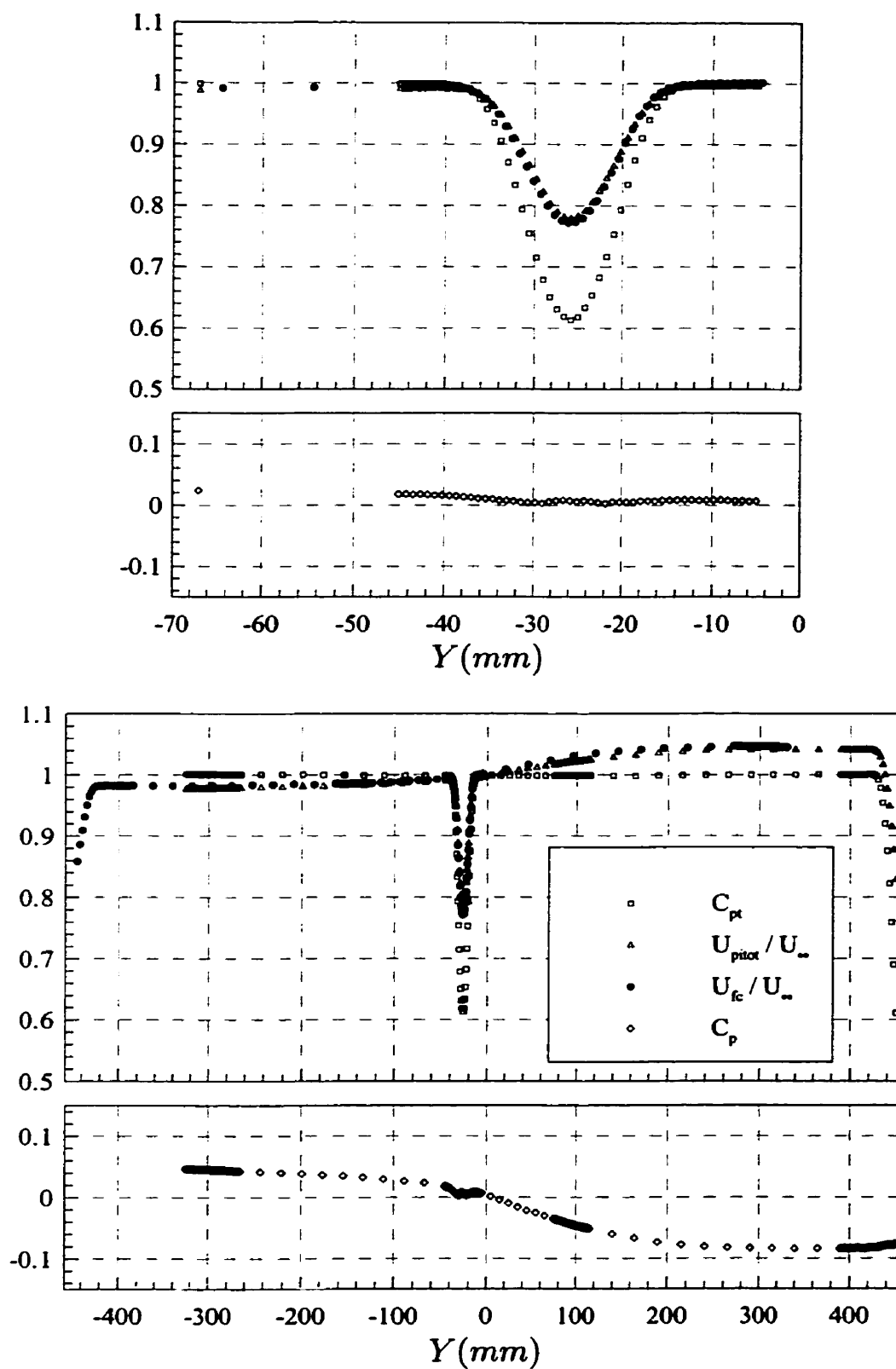
**FIGURE B.10**

Inspection de sillage :  $\alpha = 4^\circ$   $X_s/c = 0.5$  (nf=15).



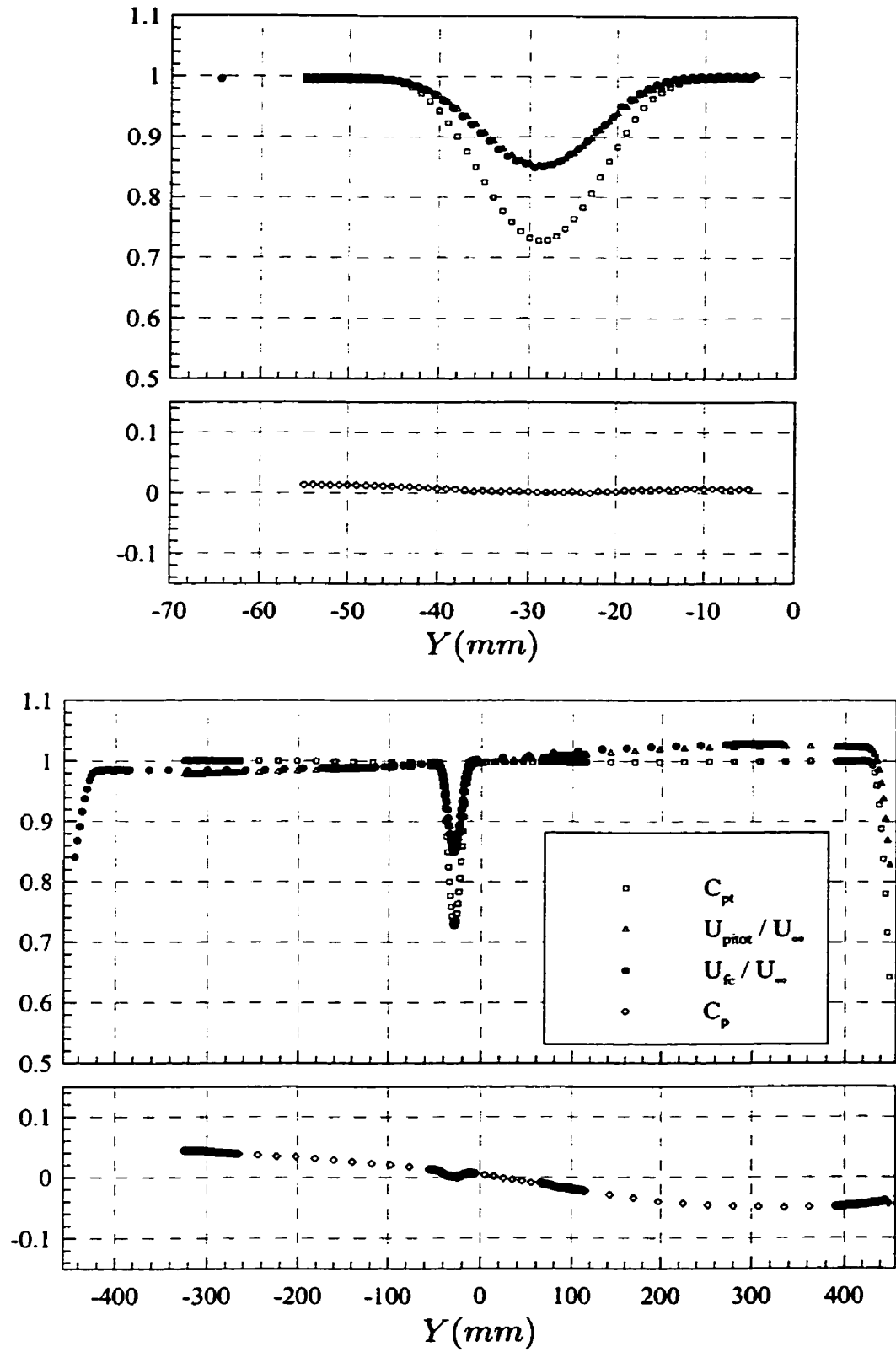
**FIGURE B.11**  
 Inspection de sillage :  $\alpha = 4^\circ$   $X_s/c = 1$  (nf=6).





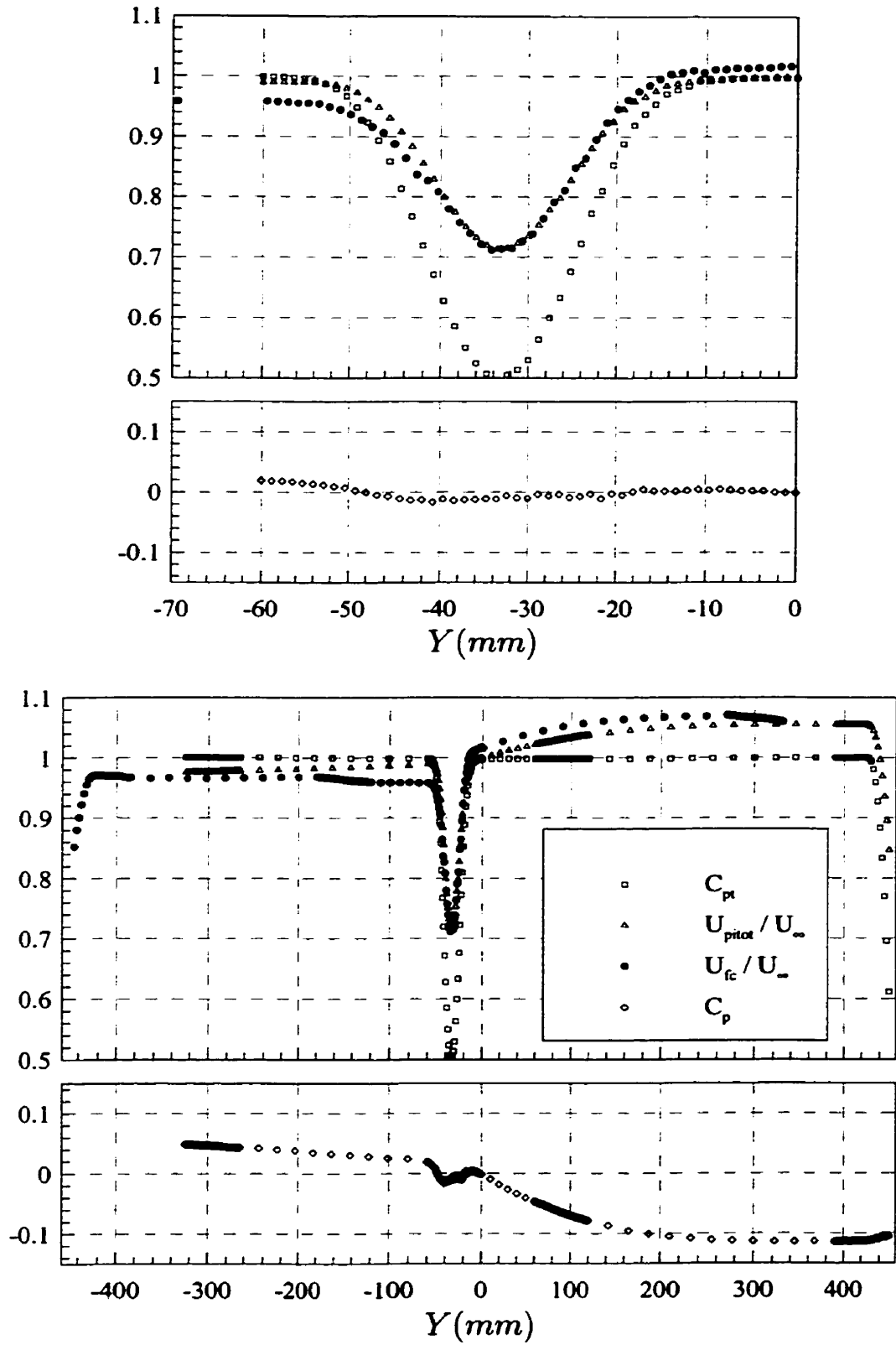
**FIGURE B.12**

Inspection de sillage :  $\alpha = 8^\circ$   $X_s/c = 0.5$  (nf=29).



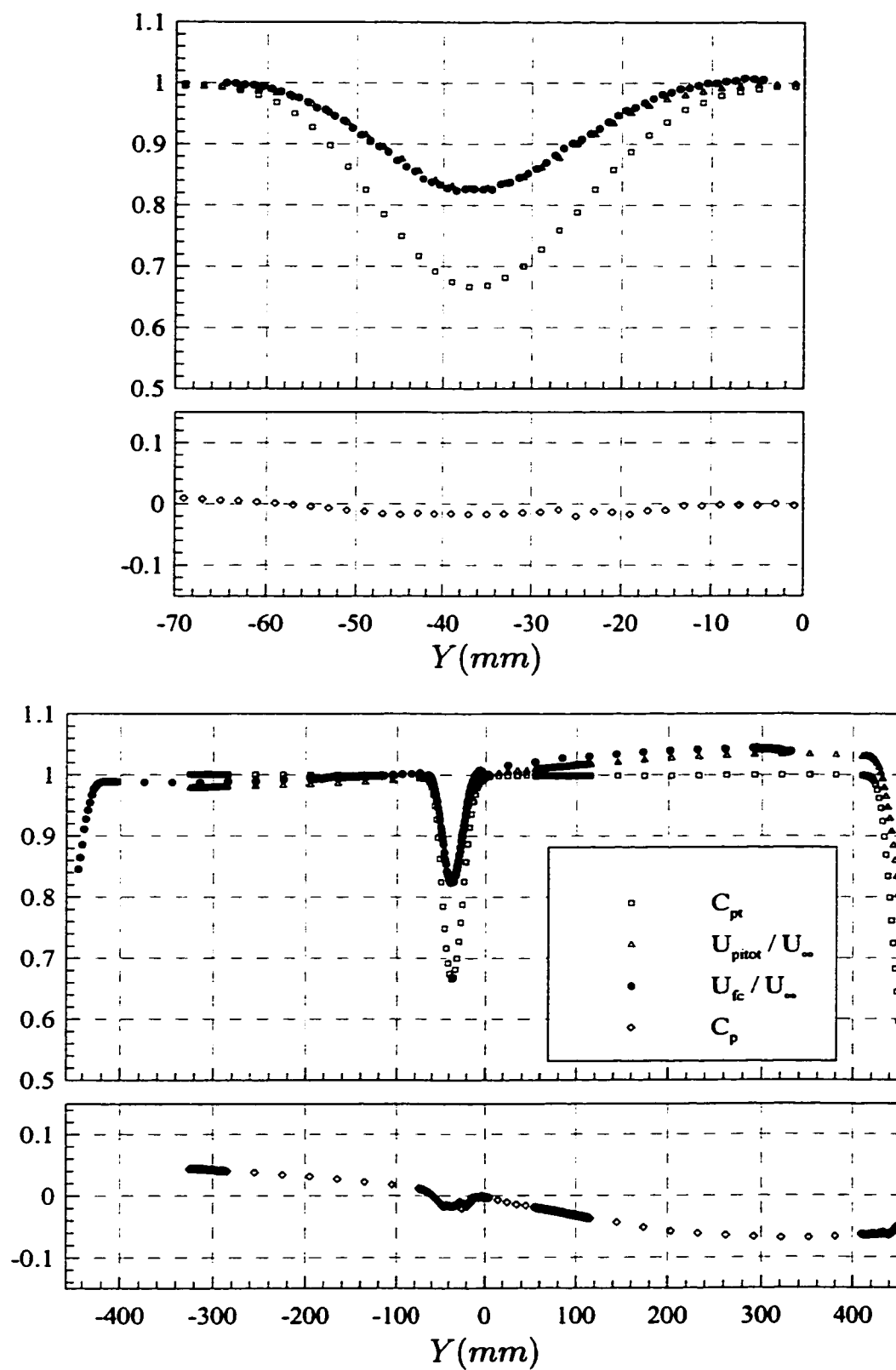
**FIGURE B.13**

Inspection de sillage :  $\alpha = 8^\circ$   $X_s/c = 1$  (nf=27).



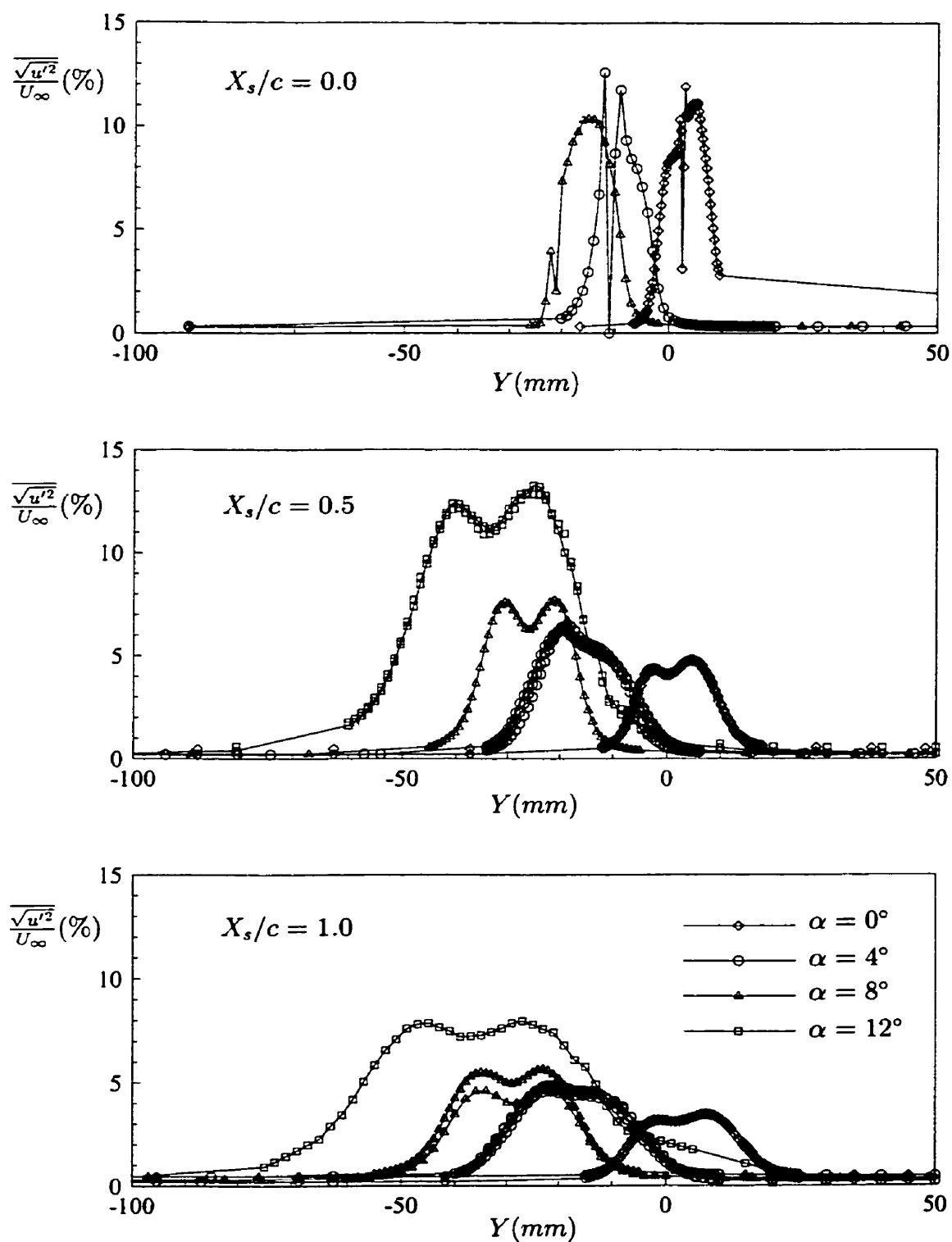
**FIGURE B.14**

Inspection de sillage :  $\alpha = 12^\circ$   $X_s/c = 0.5$  (nf=32).



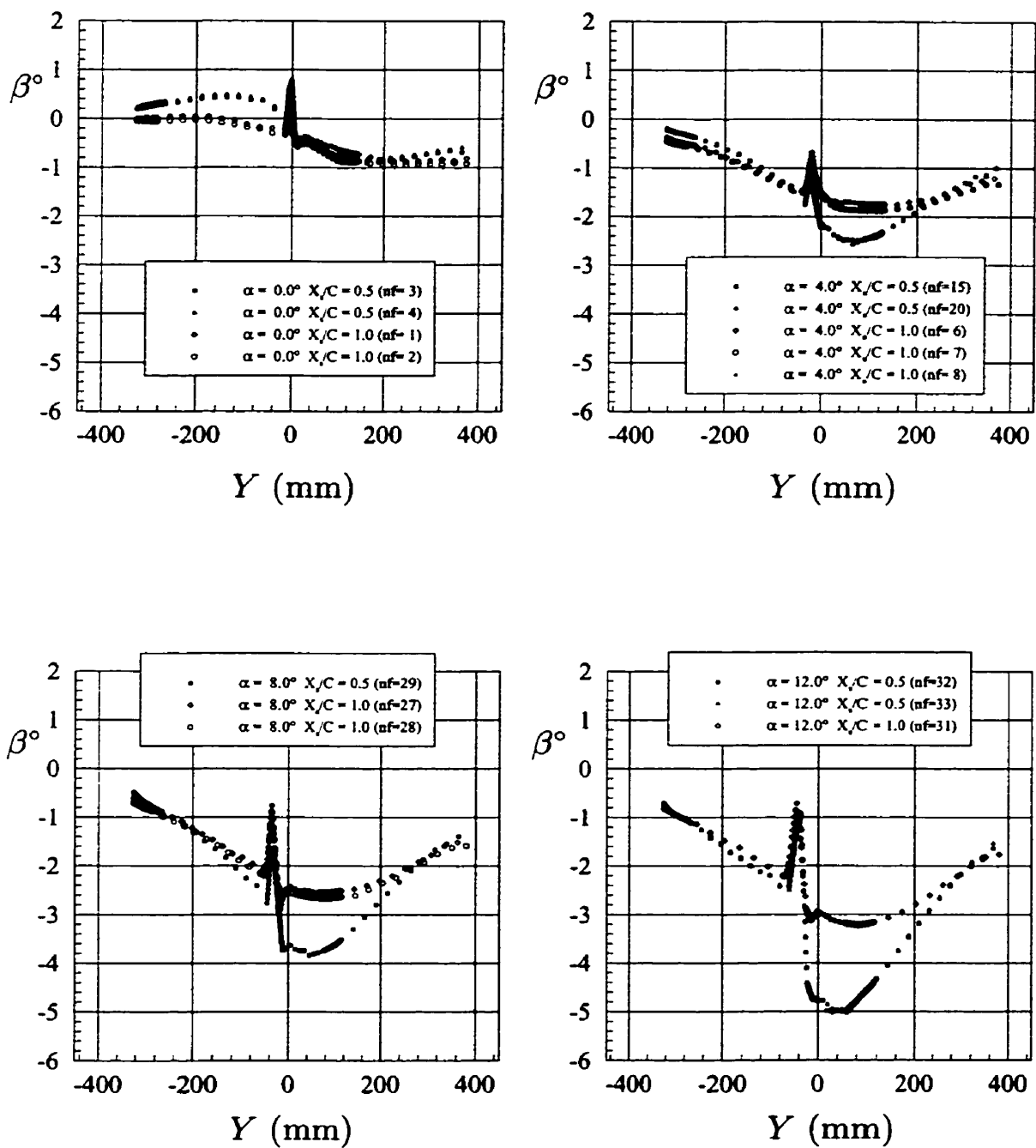
**FIGURE B.15**

Inspection de sillage :  $\alpha = 12^\circ$   $X_s/c = 1$  (nf=31).



**FIGURE B.16**

Taux de fluctuation de vitesse dans le sillage pour les différentes configurations.



**FIGURE B.17**

Angle  $\beta$  de déviation de l'écoulement dans le sillage pour différentes configurations.

# Annexe C

## Détails sur Xmur

Les champs scalaires potentiel et fonction de courant peuvent être représentés par le champ complexe:

$$w(z) = \phi + i\psi \quad \text{avec} \quad \frac{dw(z)}{dz} = \frac{\partial\phi}{\partial x} + i\frac{\partial\psi}{\partial x} = u - iv$$

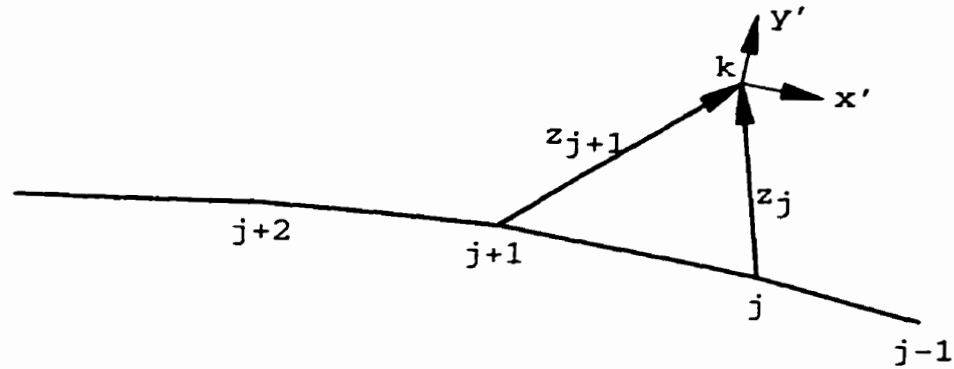
$$w(z) = Uze^{i\alpha} \quad \text{pour un écoulement uniforme}$$

$$w(z) = \frac{\Lambda}{2\pi} \ln(z - z_s) \quad \text{pour une source}$$

$$w(z) = \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln(z - z_s) \quad \text{pour un tourbillon ( } \Gamma + \text{ sens horaire )}$$

L'aile sera divisée en panneaux tourbillonnaires dont l'intensité variera le long du panneau. Pour l'intégration sur chacun des panneaux il faut créer un référentiel propre au panneau pour éliminer le problème du saut de 0 à  $2\pi$ . Ainsi, pour un panneau le champs au point  $z_k$  sera:

$$w(z_k) = \frac{i}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \left[ \Gamma_j \left( \frac{z - z_{j+1}}{z_j - z_{j+1}} \right) + \Gamma_{j+1} \left( \frac{z_j - z}{z_j - z_{j+1}} \right) \right] \ln(z) dz = \frac{i}{2\pi} \left[ \Gamma_j \psi_j^{\Gamma_j} + \Gamma_{j+1} \psi_j^{\Gamma_{j+1}} \right] \quad (\text{C.1})$$



**FIGURE C.1**

Influence d'un panneau sur le champs au point  $z_k$

Où:

$$\psi_j^{\Gamma_j} = \frac{1}{z_j - z_{j+1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} z \ln(z) dz - \frac{z_{j+1}}{z_j - z_{j+1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \ln(z) dz$$

$$\psi_j^{\Gamma_{j+1}} = \frac{z_j}{z_j - z_{j+1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \ln(z) dz - \frac{1}{z_j - z_{j+1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} z \ln(z) dz$$

$$\int_{z_j}^{z_{j+1}} \ln(z) dz = z_{j+1} \ln(z_{j+1}) - z_{j+1} - z_j \ln(z_j) + z_j$$

$$\int_{z_j}^{z_{j+1}} z \ln(z) dz = \frac{z_{j+1}^2}{2} \left( \ln(z_{j+1}) - \frac{1}{2} \right) - \frac{z_j^2}{2} \left( \ln(z_j) - \frac{1}{2} \right)$$

Le panneau du bord de fuite est spécial. Afin de bien représenter l'écoulement autour d'un bord de fuite épais il est nécessaire que ce panneau soit un panneau tourbillonnaire d'intensité constante  $\frac{1}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_N) [\vec{s} \times \vec{t}]$  et aussi un panneau source d'intensité  $\frac{1}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_N) [\vec{s} \cdot \vec{t}]$  où  $\vec{s}$  est le vecteur unitaire selon la bissectrice de l'angle du bord de fuite et  $\vec{t}$  est le vecteur unitaire le long du panneau du bord de fuite. Cette source formera un tube de courant qui quitte le bord de fuite de l'aile. L'intensité de la source est très faible.



La sommation des champs  $w(z)$  de tous les panneaux donne le champs  $w(z)$  de l'aile soit:

$$w(z) = \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^{N-1} \left[ \Gamma_j \psi_j^{\Gamma_j} + \Gamma_{j+1} \psi_j^{\Gamma_{j+1}} \right] + \frac{1}{4\pi} (\Gamma_1 - \Gamma_N) (|\vec{s} \times \vec{t}| + i |\vec{s} \cdot \vec{t}|) \int_{z_N}^{z_1} \ln(z) dz \quad (\text{C.2})$$

Maintenant les  $N$  points de contrôle de l'aile doivent tous avoir la même valeur de fonction de courant  $\psi_0$  pour que l'aile soit une ligne de courant et on applique la condition de Kutta ( $\Gamma_1 = -\Gamma_N$ ):

$$\psi_0 = \text{imag} \left[ \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^{N-1} \left( \Gamma_j \psi_j^{\Gamma_j} + \Gamma_{j+1} \psi_j^{\Gamma_{j+1}} \right) + \frac{1}{4\pi} (\Gamma_1 - \Gamma_N) (|\vec{s} \times \vec{t}| + i |\vec{s} \cdot \vec{t}|) \int_{z_N}^{z_1} \ln(z) dz + U_\infty z_j \right]$$

$$\sum_{j=1}^N a_{k,j} \Gamma_j - \psi_0 = -\psi_k^\infty$$

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & -1 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & -1 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & -1 \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \\ \Gamma_4 \\ \psi_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -U_\infty y_1 \\ -U_\infty y_2 \\ -U_\infty y_3 \\ -U_\infty y_4 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$a_{11} = \text{imag} \left[ \frac{i}{2\pi} (\psi_1^{\Gamma_1} + \dots) \right]$$

$$a_{12} = \text{imag} \left[ \frac{i}{2\pi} (\psi_1^{\Gamma_2} + \psi_2^{\Gamma_1}) \right]$$

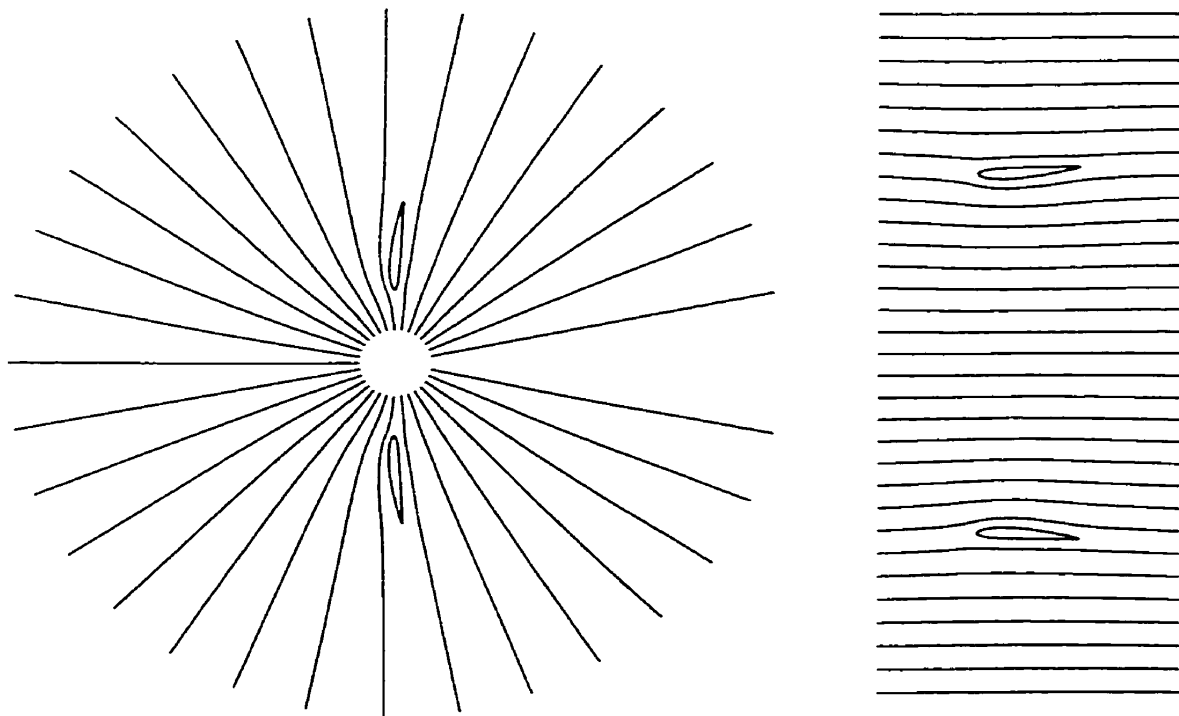
Par résolution de ce système les  $\Gamma$  sont obtenus et les pressions sont directement déduites par :

$$C_{p_j} = 1 - \Gamma_i^2$$

L'objectif visé est d'effectuer ce calcul avec une aile et l'infinité de ces images à travers deux plans de symétrie représentant les frontières de la soufflerie. La particularité de Xmur est d'effectuer cet tâche via une transformation conforme dont l'effet est de superposer toutes ces ailes sur seulement deux ailes. Ces deux ailes étant symétrique le problème finale revient à calculer les  $\Gamma$  autour d'une aile seulement. Cette transformation conforme a pour équation :

$$Z = ie^{\frac{z}{k}}$$

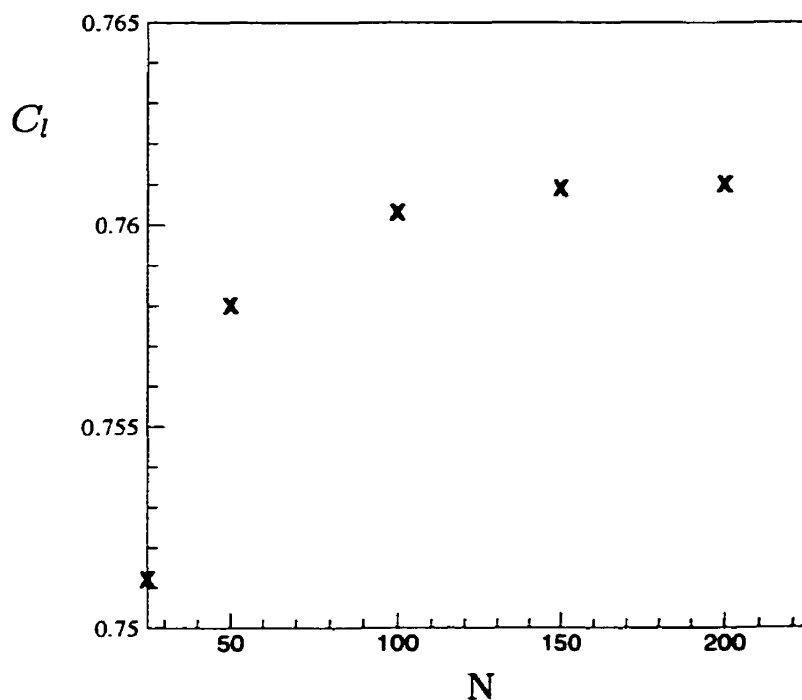
La figure C.2 présente le domaine transformé et le domaine réel. À noter, les ailes sont légèrement déformées par la transformation. Le seul réel problème dans cette formulation apparaît lors du calcul du champs  $w(z)$  pour des points loin devant ou loin derrière les ailes. Dans le domaine complexe ces points deviennent très rapprochés ou très distancés.



**FIGURE C.2**

Lignes de courant autour des ailes dans le domaine transformé et dans le domaine réel, NACA 2412.

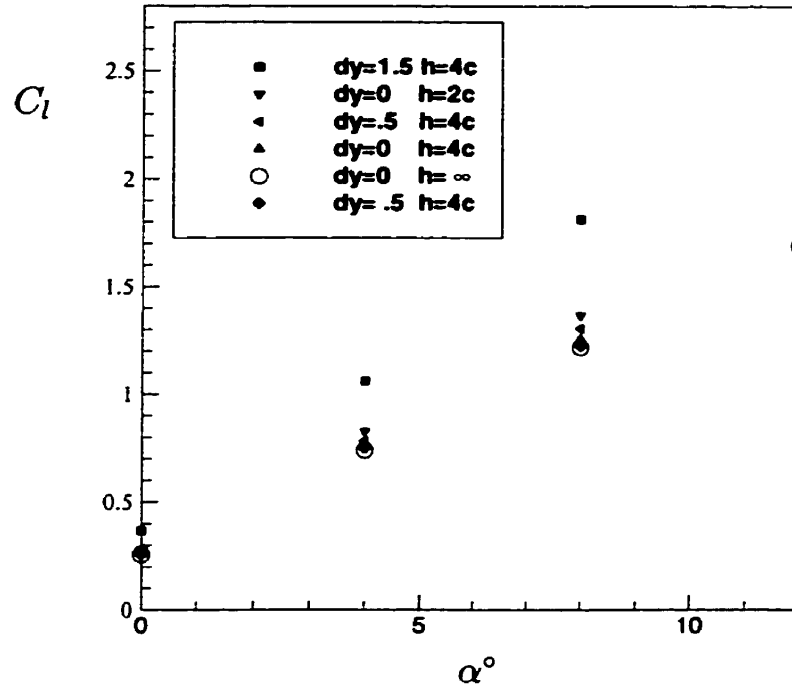
Dans les deux domaines le champs  $w(z)$  est invariant. Un nombre de panneaux suffisant est nécessaire pour que les calculs de  $C_l$  soient valables. La figure C.3 démontre qu'à partir de 150 panneaux l'aile est suffisamment bien discrétisée.



**FIGURE C.3**

Convergence du calcul de  $C_l$  par Xmur selon le nombre  $N$  de panneaux sur l'aile, NACA 2412.

Par Xmur il est possible d'évaluer l'influence des frontières ou des ailes images sur le  $C_l$  de l'aile. Il est aussi possible de déplacer l'aile d'un  $dy$  vers le haut ou vers le bas de la section d'essais pour simuler un effet de sol. Quelques exemples sont présentés à la figure C.4



**FIGURE C.4**

Courbe de  $C_l$  pour différentes configurations, NACA 2412,  $N=200$ .

Finalement des routines de calculs des vitesses et des  $C_p$  ont été implémentées et permettent de tracer des courbes de  $C_p$  sur les murs de la soufflerie comme pour la figure 4.6.

Voici un exemple de fichier "Input" pour Xmur :

..\ailes\NACA_0012_140	Nom du fichier des points de l'aile
5.	Angle d'attaque
4.	Rapport de forme $h/c$
0.	Déplacement vertical de l'aile vers l'une des parois
120 120	Nombre de points en X et Y pour le maillage
3. -1.25 8. -2.	Dimension de la zone du maillage
10	Nombre de points de mesure sur les murs pour le gradient de pression
1. 1. 2. 2.	Positions et dimensions des murs
AILEFILE	
alfa (deg)	
h	
dy	
NpX, NpY	
larg, xmin, haut, ymin	
Nptmur	
Xavmur,Xarmur,Yhmur,Ybmur	

Le fichier de points de l'aile a la forme :

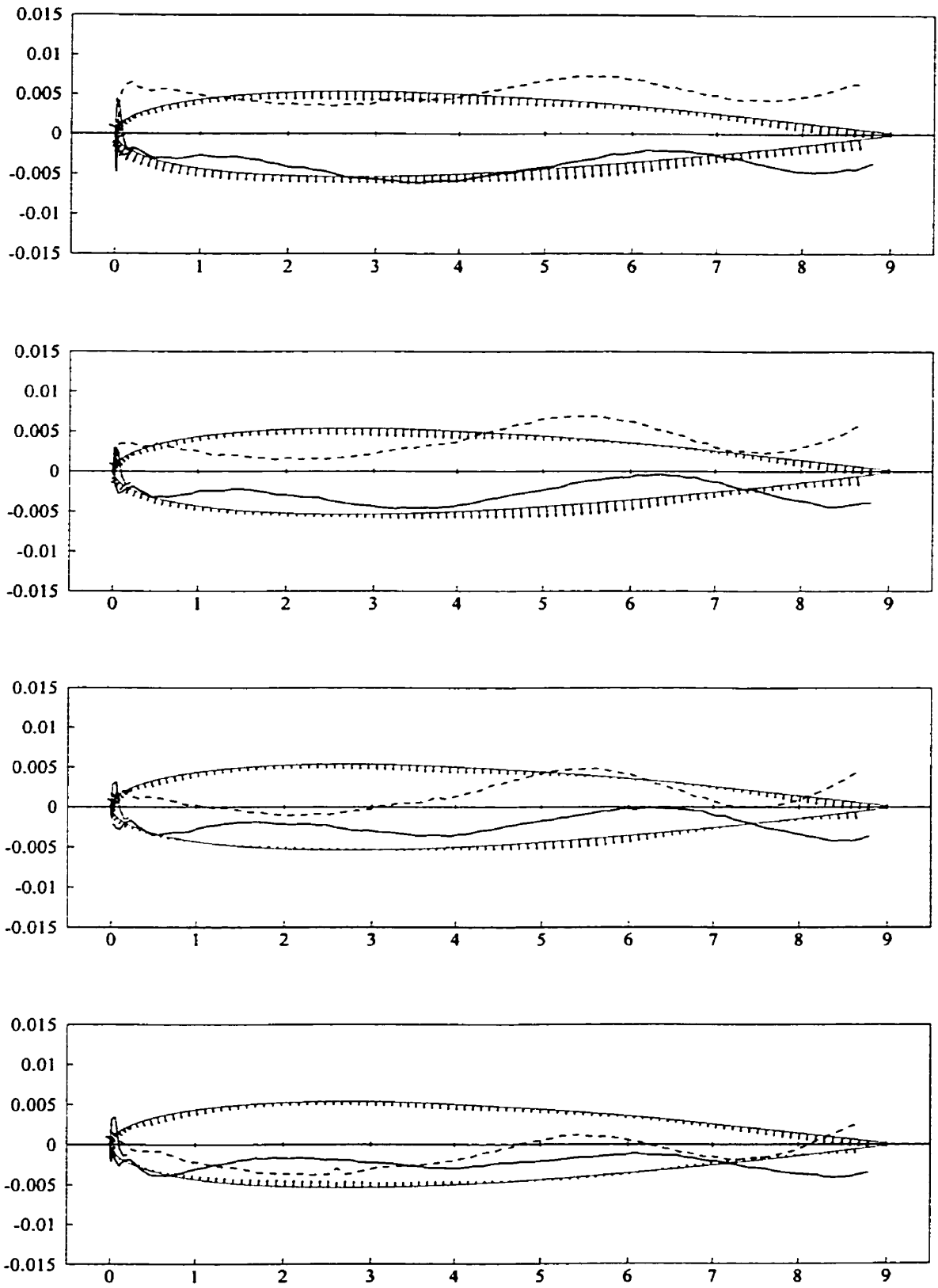
10 0.9758162 -2.2351742E-08	Nombre de points dans le fichier, $ \vec{s} \times \vec{t} $ , $ \vec{s} \cdot \vec{t} $
1 1.000000 1.2600078E-03	# du point, x, y
2 0.8068764 2.5466399E-02	
3 0.4228416 5.7101738E-02	
4 0.1120366 4.8739102E-02	
5 1.3521912E-02 1.9654378E-02	
6 1.3521814E-02 -1.9654313E-02	
7 0.1120365 -4.8739083E-02	
8 0.4228417 -5.7101738E-02	
9 0.8068765 -2.5466381E-02	
10 1.000000 -1.2600078E-03	

# Annexe D

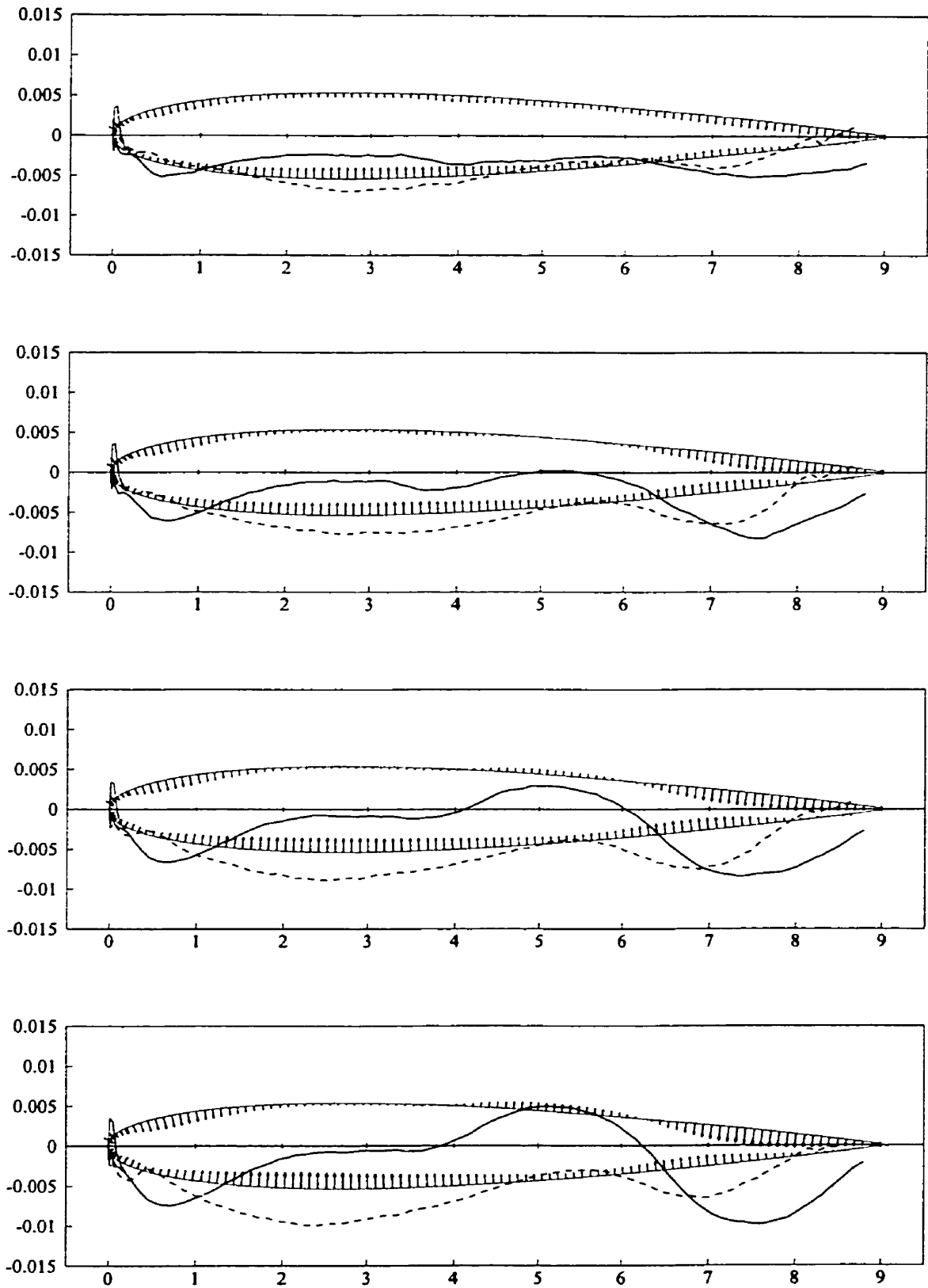
## Résultats CMM additionnels

Pour la mesure des coordonnées de l'aile par la machine CMM, l'aile était placée avec son bord d'attaque vers le haut et sa corde dans le plan vertical. L'origine des coordonnées a été placée sur le coin de l'un des blocs de soutien. La pointe utilisée avait la forme d'une petite boule car la pointe pointue endommageait l'aile. Les mesures se sont déroulées en 5 étapes, les 3 premières, pour le côté intrados, le côté extrados et le bord d'attaque se faisaient de façon automatique, la machine effectuant des passages le long du contour de l'aile espacés les uns des autres d'un pouce. L'étape suivante consistait à mesurer des coordonnées directement sur le mince plan de l'épaisseur du bord de fuite afin de déterminer la corde de l'aile. La dernière étape, le repérage de la position exacte de certaines prises de pression se faisait par conduite, à l'oeil, de la pointe sur le trou de pression. Les données ont ensuite été traitées par un code Fortran (XCMM) qui place (par matrice de transformation 3-D) les points mesurés le plus près d'une aile NACA 0012 idéal.

Les prochaines figures présentent l'ensemble des données de mesure par CMM. Les lignes d'erreur pointillées sont pour l'intrados et les lignes pleines pour l'extrados. Les vecteurs ont la longueur de l'erreur multiplié par un facteur 20. Les profils CMM1 et CMM2 utilisés pour la figure 3.4 correspondent au graphe du haut de la figure D.3 et au graphe du haut de la figure D.4 respectivement.

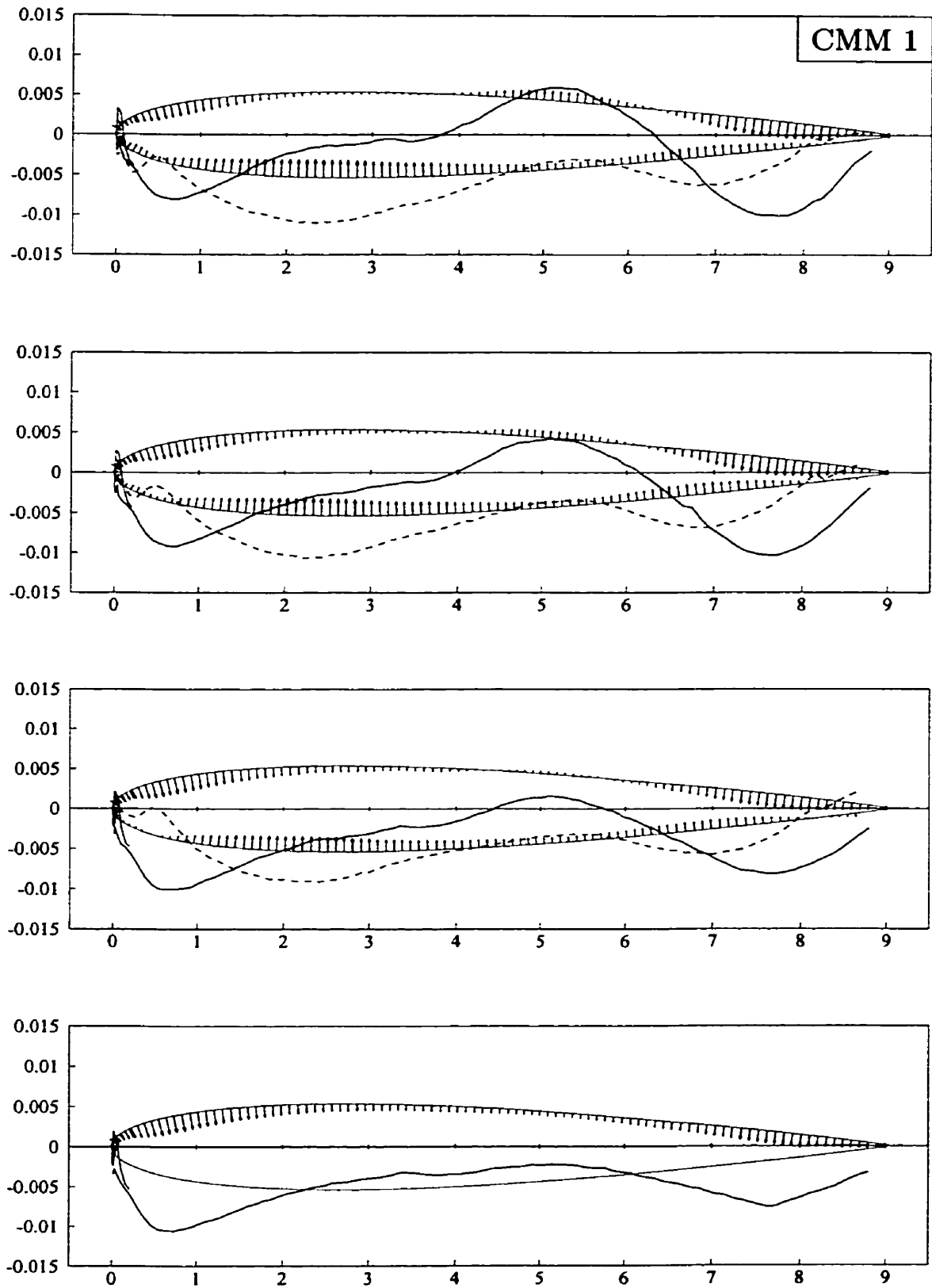


**FIGURE D.1**  
Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98



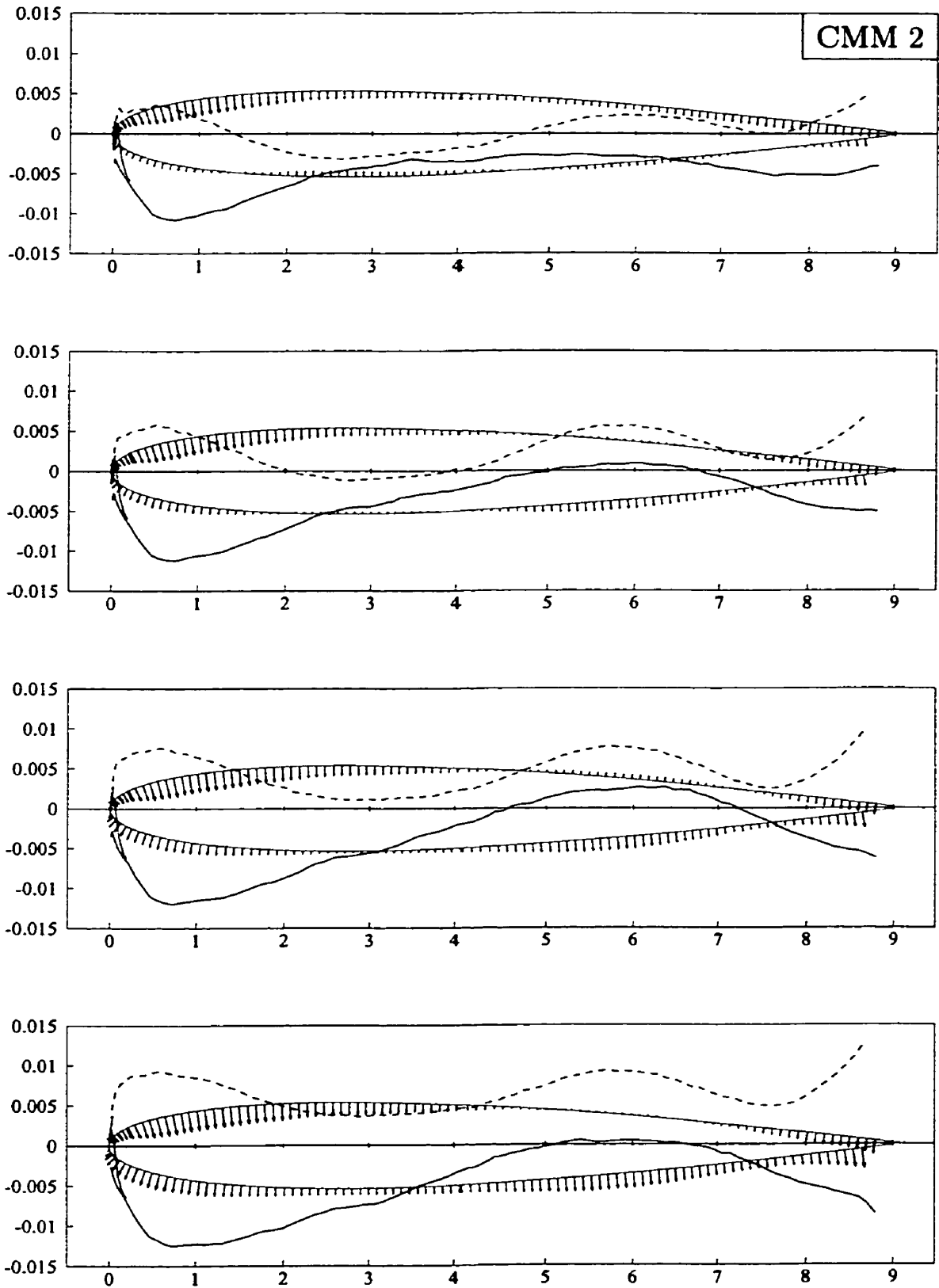
**FIGURE D.2**  
Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98





**FIGURE D.3**

Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98



**FIGURE D.4**  
Profils de comparaison NACA 0012 et Aile-98

# Annexe E

## Détails sur les corrections de compressibilité

Lors de la prise des mesures, la pression dynamique de référence  $q_\infty$  (de même que la pression statique de référence  $p_\infty$ ) était calculée à partir de la vitesse mesurée au convergent, de la pression totale mesurée par la sonde pitot-statique #3 en référence avec la pression atmosphérique elle-même mesurée en absolue par le baromètre à colonne de mercure et de la température mesurée dans la soufflerie par le thermistor.

Afin d'être très précis, les effets de compressibilité sont inclus dans le calcul de la pression dynamique :

$$q_\infty = \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 = \frac{\gamma}{2}p_\infty M_\infty^2 \quad (\text{E.1})$$

Parce qu'elle varie tout le long de la section d'essais, la pression statique n'est pas mesurée directement mais plutôt déduite des autres mesures. Une première estimation  $p_{\infty_1}$  est évaluée à partir d'une estimation de la masse volumique  $\rho_{\infty_1}$  :

$$p_{\infty_1} = p_{t_\infty} + p_{A_{abs}} - \frac{1}{2}\rho_{\infty_1} U_\infty^2 \quad (\text{E.2})$$

Un nombre de Mach et une nouvelle estimation de  $\rho$  sont ensuite calculés :

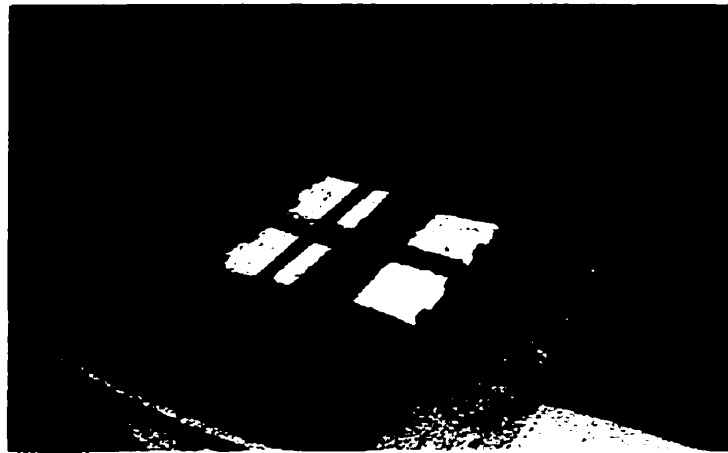
$$M_{\infty_1}^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p_t + p_{A_{abs}}}{p_{\infty_1}} \right)^{(1-\gamma)/\gamma} - 1 \right] \quad (\text{E.3})$$

$$\rho_{\infty_2} = \frac{p_t + p_{A_{abs}}}{RT} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty_1}^2 \right) \quad (\text{E.4})$$

Quelques itérations sont ensuite nécessaires entre les équations E.2, E.3 et E.4 jusqu'à ce que le nombre de Mach, la masse volumique et la pression dynamique soit équilibrés. La correction de compressibilité a un effet de l'ordre de 0.5% sur la pression dynamique.

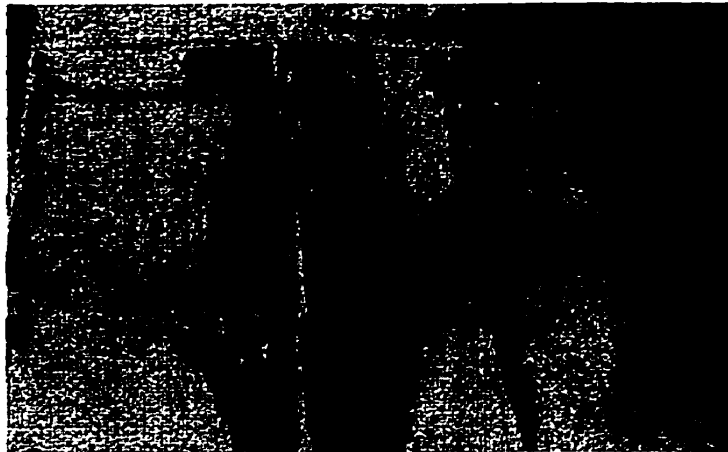
# Annexe F

## Photos



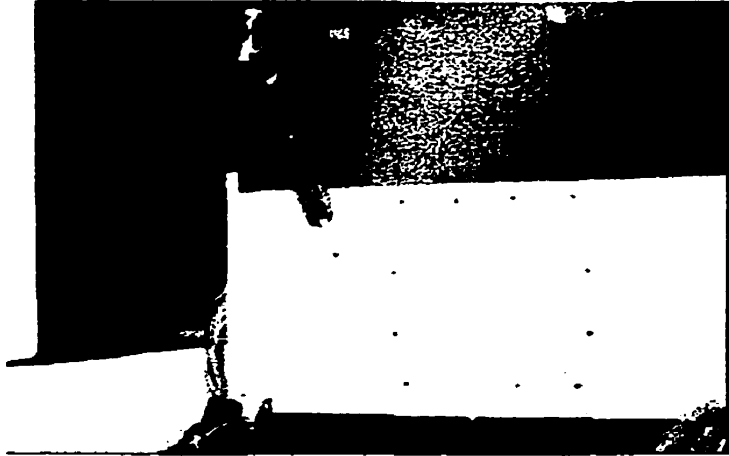
**FIGURE F.1**

L'aile ouverte avec la structure interne.



**FIGURE F.2**

Intérieur de l'aile et tubes des prises de pression.



**FIGURE F.3**

La précision géométrique de l'aile est quantifiée par mesure sur CMM.



**FIGURE F.4**

Section d'essais 2-D, aile et système de déplacement pour l'inspection du sillage.