

République Algérienne démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Mouloud MAMMERY Tizi-Ouzou

Faculté de génie de la construction

Département de génie mécanique

Année 2015/2016

Mémoire de fin d'étude en Master Génie mécanique

Option énergétique

THEME :

**Initiation au contrôle de la couche limite sur un profil d'aile
NACA0015**

Réalisé Par :

- **KENNAS Lyes**
- **MEKSEM Hocine**

Encadré par Mr :

I .BOUMRAR

Table des matières

CHAPITRE 1 : Aérodynamique et Profils d'ailes.....	5
1.1 Définitions :.....	5
1-1.1 Les paramètres géométriques du profil de l'aile d'avion :	6
(1.1).....	7
1.1.2 Profils de type NACA :.....	7
1.1.2.1 Série à quatre chiffres (Séries 4) :	7
1.1.2.2 : Série à 5 chiffres :	8
1.2 Ecoulement d'un fluide autour d'un profil NACA :	8
1.2.1 Les forces agissantes sur l'aile d'avion :	9
1.2.1.1 La portance :	10
1.2.1.1.1 Influence de l'angle d'incidence :	11
1.2.1.2 La traînée :	14
1.2.1.2.1 Traînée de pression :	14
1.2.1.2.2 Le Sillage :	14
1.2.1.2.3 Le Décollement turbulent :	14
1.2.1.2.4 Traînée de culot et recirculation :	14
1.2.1.2.5 La traînée de frottement :	15
1.2.1.2.6 Le Maître couple :	17
1.2.1.2.7 Transition laminaire – turbulent et forme du profil :	18
1.2.1.2.8 La traînée induite :	19
1.3 Systèmes hypersustentateurs :	20
1.3.1 Différents dispositifs de bord de fuite :	20
1.3.2 Différents dispositifs de bord d'attaque :	22
CHAPITRE 2 : Couche Limite Dynamique.....	24
2.1 Introduction :	24
2.2 Aspects qualitatifs :	25
2.3 Approximations des équations de Navier Stokes dans une couche limite :	27
2.4 Couche limite laminaire pour une paroi plane, Solution de Blasius :	31
2.5 Phénomènes liés à la couche limite :	35
2.6 Epaisseur de la couche limite :	37

2.6.1 Epaisseur du déplacement :	37
2.6.2 Epaisseur de la quantité de mouvement :	38
2.7 Transition laminaire-turbulent :	39
2.8 Résultats de la solution de Blasius :	41
3.1 Les effets indésirables de la couche limite :	42
3.1.1 La traînée de frottement :	42
3.1.2 Le décollement :	42
3.1.3 Le décrochage :	43
3.2 Contrôle passif et actif de la couche limite :	44
3.2.1 Pourquoi contrôler un écoulement ?	44
3.2.2 Comment contrôler un écoulement ?	44
3.2.3 Contrôle passif :	45
3.2.3.1 Actionneurs magnétiques à volet passif :	45
3.2.3.2 le générateur de vortex passif :	46
3.2.3.3 les Riblets :	46
3.2.4 Contrôle actif :	47
3.2.4.1 Les actionneurs :	50
➤ Le générateur de vortex (actif)	53
➤ Aspiration de la couche limite.....	53
➤ Le soufflage de la couche limite.....	54
➤ Le jet synthétique.....	55
4.1 Dispositif expérimental et moyens de mesure :	56
4.1.1 Présentation de la soufflerie :	56
4.1.2 Multi-manomètre :	58
4.1.3 Tube de Pitot :	58
4.1.4 Balance aérodynamique :	59
4.1.4.1 pied-support :	59
4.1.4.2 platines :	60
4.1.4.4 Elément de liaison :	62
4.1.5 Dispositif électronique de mesure :	62
4.1.5.1 Indicateurs de contraintes :	62
4.1.5.2 Micro-ordinateur et l'entrée de la chaîne d'acquisition des données :	63
4.1.6 Etalonnage de la soufflerie :	63
4.1.7 Etalonnage de la balance aérodynamique :	64

4.1.7.1 pour la portance :.....	65
4.1.7.2 Pour la traînée :	65
4.2 Réalisations de la maquette no1 :	66
4.2.1 Dimensionnement de l'aile :	66
4.2.2 Réalisation de profil NACA0015 :	67
4.2.3 Réalisation finale de la maquette no1:	67
4.3 Résultat de mesure :.....	67
4.3.1 Profil sans contrôle :	68
4.3.1.1 Résultat de mesure du coefficient de la dépression -Cp	68
4.3.1. 2 Analyse des résultats de mesure du coefficient de la dépression -Cp :.....	70
4.3.2 Profil avec contrôle :	72
4.3.2. Principe du soufflage :.....	72
4.3.2.2 Dispositif de soufflage :.....	72
4.3.2.3 Effets de la position du soufflage sur le coefficient de la dépression -Cp :.....	74
4.3.2.4 Analyse des résultats de mesure du coefficient de la dépression -Cp :.....	79
4.3.3 Réalisation de la maquette no 2:	80
4.3.3.1 Procédure de mesures :	81
4.3.3.2 Résultats des mesures :	81
Coefficient de Portance et de traînée	81
4.3.3.3 Analyse des résultats obtenus :.....	83
Bibliographie.....	85

CHAPITRE 1 : Aérodynamique et Profils d'ailes

1.1 Définitions :

Les profils NACA sont des profils aérodynamiques pour les ailes d'avions développés par le comité consultatif national pour l'aéronautique (NACA). Il s'agit de la série de profils la plus connue et utilisée dans la construction aéronautique.

La forme des profils NACA est décrite à l'aide d'une série de chiffres qui suit le mot "NACA". Les paramètres dans le code numérique peuvent être saisi dans les équations pour générer précisément la section de l'aile et de calculer ses propriétés. Toutes les dimensions en % sont entendues en % de longueur de corde, la droite reliant le bord d'attaque et le bord de fuite, par rapport au bord d'attaque, sauf lorsque précisé [8].

Le prédécesseur de la NASA était le NACA (national Advisory Committee for Aeronautics). Cet organisme a étudié différentes familles de profils répondant à diverses applications. Parmi ces dernières, il faut distinguer la famille de profils à 4 chiffres, celle à 5 chiffres et les profils laminaires.

1-1.1 Les paramètres géométriques du profil de l'aile d'avion :

On définit un profil aérodynamique comme le contour géométrique qu'on obtient par la coupe verticale d'une aile d'avion. La forme du profil est une caractéristique essentielle d'une aile et influe grandement sur les caractéristiques aérodynamiques et les performances de l'avion [1].

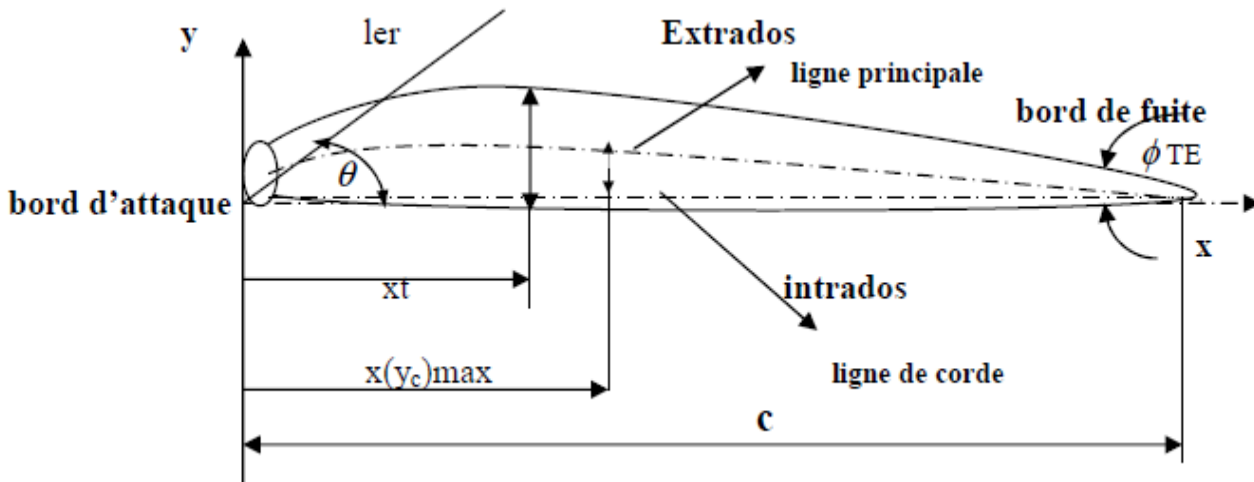


Figure 1.1 : Géométrie du profil d'aile d'avion.

C : Corde de la section du profil

x : Distance le long de la corde mesurée à partir du bord d'attaque

y : Ordonnée par rapport à plusieurs valeurs de X (mesurée normale à X et à partir de la ligne de corde pour les profils symétriques d'après, et normale à X et à partir de la ligne moyenne pour les profils cambres)

$y_t(x)$: Distribution de l'épaisseur du profil.

$e = 2 \cdot Y_{max}$: (Épaisseur maximale du profil).

X_t : Position de l'épaisseur maximale.

ler : 1^{er} rayon, au bord d'attaque.

ϕ_{TE} : La flèche (angle inclus entre les tangentes aux surfaces du bord d'attaque et du bord de fuite).

$y_{c_{max}}$: Ordonnée maximale de la ligne moyenne.

$y_c(x)$: Forme de la ligne moyenne.

$X(y_{c_{max}})$: Position de la cambrure maximale.

θ : pente entre le bord d'attaque jusqu'au bord de fuite, égale à la pente qui existe entre le bord d'attaque et la ligne moyenne.

$$y_t = \frac{t}{0.2}c \left[0,2969\sqrt{\frac{x}{c}} - 0,1260\left(\frac{x}{c}\right) - 0,3516\left(\frac{x}{c}\right)^2 + 0,2843\left(\frac{x}{c}\right)^3 - 0,1015\left(\frac{x}{c}\right)^4 \right] \quad (1.1)$$

1.1.2 Profils de type NACA :

1.1.2.1 Série à quatre chiffres (Séries 4) :

Ces profils sont définis par le code NACA suivi de quatre chiffres MPXX définissant la géométrie du profil [8].

M : le premier chiffre définit la cambrure maximale en pourcentage de la corde.

P : le deuxième chiffre définit le point de cambrure maximale par rapport au bord d'attaque en pourcentage de la corde.

XX : les deux derniers chiffres définissant l'épaisseur maximale du profil en pourcentage de la corde.

Par exemple, le profil aérodynamique NACA 2412 possède une cambrure maximale de 2 % à 40 % à partir du bord d'attaque, avec une épaisseur maximale de 12 %. Par exemple, pour une aile de 10 cm de corde, le profil a une cambrure de 2 mm, et une épaisseur maximale de 12 mm située à 40 mm du bord d'attaque. La plupart des profils à 4 chiffres ont une épaisseur maximale à environ 30 % de corde du bord d'attaque.

Le profil aérodynamique NACA 0015 est symétrique, le 00 indiquant qu'il n'a pas de cambrure. Le 15 indique que l'aile a une épaisseur de 15 % à corde rapport de longueur, il est de 15 % plus épais que long. Ces profils sont dits non porteurs, c'est-à-dire que pour une incidence nulle leur coefficient de portance est nul.

La demi-épaisseur d'un profil NACA 00xx est calculée avec l'équation (1.1)

Avec :

- c : est la longueur de la corde de profil.
- x : est la position le long de la corde variant de 0 à c .
- y_t : est la moitié de l'épaisseur pour une valeur donnée de x (axe de surface).
- t : est l'épaisseur maximale en tant que fraction de la corde.

À noter que dans cette équation, au $(x / c) = 1$ (le bord de fuite du profil), l'épaisseur n'est pas exactement zéro. Si un bord de fuite d'épaisseur zéro est nécessaire, par exemple pour le calcul informatique, l'un des coefficients doit être modifié de telle sorte que leur somme soit égale à zéro. La modification du dernier coefficient en $(-0,1036)$, se traduira par le plus petit changement, de la forme globale de la surface portante. Le bord d'attaque est à peu près équivalent à un cylindre de rayon :

$$r = 1,1019t^2$$

1.1.2.2 : Série à 5 chiffres :

La série NACA 5-chiffres permet de décrire des surfaces portantes plus complexes. Ils sont définis par le code NACA suivi de cinq chiffres LPQXX) [8].

L : le premier chiffre définit le coefficient de portance optimal, multiplié par 0,15
 $CL=0,15L$.

P : le deuxième chiffre définit le point de cambrure maximale par rapport au bord d'attaque en pourcentage de la corde, $10p = P$.

Q : le troisième chiffre indique si le profil est à cambrure simple (0) ou double (1).

Comme pour les profils à 4 chiffres, les quatrième et cinquième chiffres donnent l'épaisseur maximale relative du profil en pourcentage de la corde.

Exemple :

Le profil aérodynamique NACA 12018 donnerait un profil aérodynamique ayant une épaisseur maximale de 18 %, la cambrure maximale située à 10 % de la corde, avec un coefficient de portance espéré de 0,15 [8].

1.2 Ecoulement d'un fluide autour d'un profil NACA :

L'écoulement de l'air, autour d'un objet solide (aile d'avion) en mouvement relatif, donne naissance à des forces qui s'appliquent sur ce dernier, c'est ce qu'on appelle l'aérodynamique [1].

Ces phénomènes existants dans chaque situation, où il y a déplacement en mouvement relatif d'un objet solide dans un fluide (air), ces forces en question dépendent des caractéristiques géométriques, et de l'état de la surface de l'objet. L'objectif de l'aérodynamique est donc de déterminer la nature des forces agissant sur le solide (aile d'avion) en déplacement dans le fluide (air), et optimiser sa forme géométrique pour réduire l'intensité des forces indésirables.

Cependant, cela ne suffit pas à éviter les effets négatifs (décrochage) qui suit le décollement de la couche limite autour d'une aile d'avion par exemple, pour ça il existe des méthodes de contrôle actif et passif de la couche limite, ce qui sera détaillé au chapitre 3.

1.2.1 Les forces agissantes sur l'aile d'avion :

La poussée entraine l'avion à une certaine vitesse. Et selon la troisième loi de Newton, l'avion exerce par sa vitesse une force, et la réaction de l'air est appelé Résultante aérodynamique [9].

La somme de la pression statique et de la pression dynamique s'appelle la pression totale, et elle est constante (c'est à dire que sa valeur ne change pas). On a donc :

$$P_{stat} + P_{dyn} = P_{tot}, \quad \text{avec } P_{tot} \text{ constante.}$$

On peut aussi vérifier ce principe par l'application de la relation de Bernoulli.

Plus la pression dynamique (P_{dyn}) augmente plus la pression statique (P_{stat}) doit diminuer pour que la somme des deux (la pression totale) reste constante.

La pression dynamique dépend de la vitesse, elle vaut :

$$P_{dyn} = \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (1.2)$$

Avec ρ : la masse volumique de l'air, et V sa vitesse d'écoulement, donc plus la vitesse augmente, plus la pression dynamique augmente, et plus la pression statique diminue.

L'accélération de l'air sur le dessus de l'aile est due au fait que les trajectoires des particules d'air se rapprochent les unes des autres pour arriver au bord de fuite en même temps que le flux passant par le dessous [10].

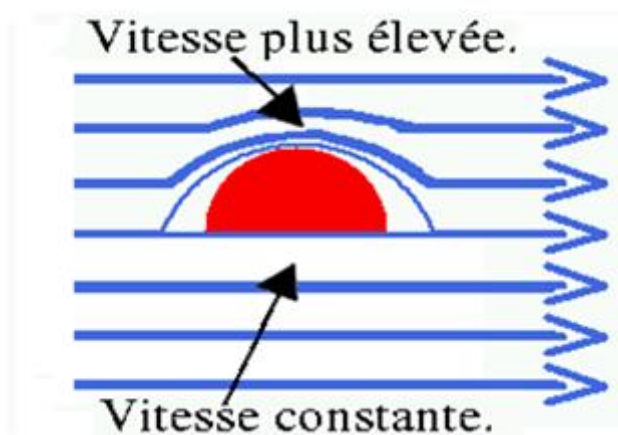


Figure 1.2 : Augmentation de vitesse au-dessus de l'aile.

L'accélération de cet air engendre la dépression qui « aspire » l'avion vers le haut, mais au niveau de l'intrados, l'air "appuie" sur l'aile et la pousse vers le haut, La pression y est donc plus élevée.

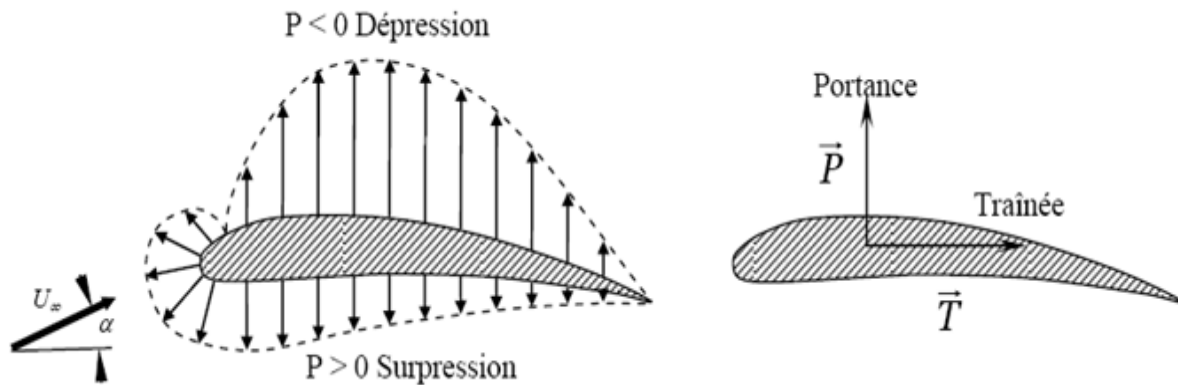


Figure 1.3 : Distribution de pression atmosphérique sur un profil d'aile d'avion et représentation des forces aérodynamiques.

Lorsque de l'air s'écoule autour d'un profil, des variations de pression atmosphérique ont lieu tout autour de lui. Les profils d'ailes sont dessinés de façon à ce que, en vol, une dépression se crée à l'extrados, alors qu'une surpression s'établit à l'intrados. Cette différence de pression est à l'origine d'une force tirant le profil à la fois vers le haut et vers l'arrière, appelée résultante. Cette force s'applique en un point particulier de la ligne de référence qu'est le centre de poussée. La résultante peut être décomposée en deux forces différentes : la première, perpendiculaire à la direction de l'écoulement, est la composante efficace : c'est la portance $\vec{P}(F_z)$. La seconde, parallèle à l'écoulement, est l'inévitable composante parasite son nom : la traînée $\vec{T}(F_x)$ [11].

1.2.1.1 La portance :

Comme on peut le voir les deux faces sont différentes. Celle du dessus, appelée extrados, est très "bombée", et celle du dessous, appelée intrados est presque plate. Le résultat de cette dissymétrie, c'est que l'air passant sur l'extrados doit contourner l'obstacle constitué par l'aile (donc accélération) d'après l'expression de Bernoulli tandis que l'air passant sous l'intrados n'a pratiquement aucun obstacle à contourner. Il y aura donc accélération de l'air sur l'extrados, et pas ou presque pas sous l'intrados. L'air s'écoulera donc plus rapidement sur l'extrados que sous l'intrados.

Cette augmentation de la vitesse d'écoulement a pour effet de provoquer une baisse de la pression sur l'extrados par rapport à l'intrados. La différence de pression ainsi créée entre l'intrados et l'extrados produit une force dirigée de bas en haut, c'est la portance. C'est une force qui s'exerce sur l'avion. Notamment sur les ailes de celui-ci. Pour que l'avion décolle, il faut que la portance soit plus importante que le poids. Pour calculer la portance (notée: F_z), nous utilisons la la formule suivante :

$$F_z = \Delta P S_{\text{aile}} = \frac{1}{2} C_z \rho S_{\text{aile}} V^2 \quad (1.3)$$

Où

S : la surface projetée de l'aile exprimée en m^2 .

V : la vitesse exprimée en mètre par seconde.

ρ : La masse volumique de l'air.

C_Z : le coefficient de portance.

Le C_Z est une constante qui dépend de nombreux paramètres : la surface, la forme de l'aile...etc.

La détermination du C_Z étant extrêmement complexe (il faut disposer d'une soufflerie et d'un logiciel de modélisation aérodynamique).

1.2.1.1 Influence de l'angle d'incidence :

Il s'agit de l'angle que fait le plan de l'aile avec la direction de l'écoulement. Lorsque l'angle d'incidence de l'aile augmente, les conditions changent aussi bien sous l'intrados que sur l'extrados. Nous allons voir ce qui se passe sous l'intrados et sur l'extrados l'un après l'autre, séparément, puis nous "réunirons" les deux.

Sous l'intrados

Lorsque l'angle d'incidence est nul (aile parfaitement horizontale), on peut dire que l'intrados n'est soumis qu'à la pression statique, la pression dynamique n'agissant que dans la direction et le sens de l'écoulement qui est alors parallèle à l'intrados. Entre la position horizontale (angle d'incidence nul) où seule la pression statique agit, et la position verticale (angle d'incidence de 90°) où la pression statique et la pression dynamique agissent toute deux pleinement, il y a tous les angles intermédiaires pour lesquels l'action de la pression dynamique augmente progressivement avec l'angle [10].

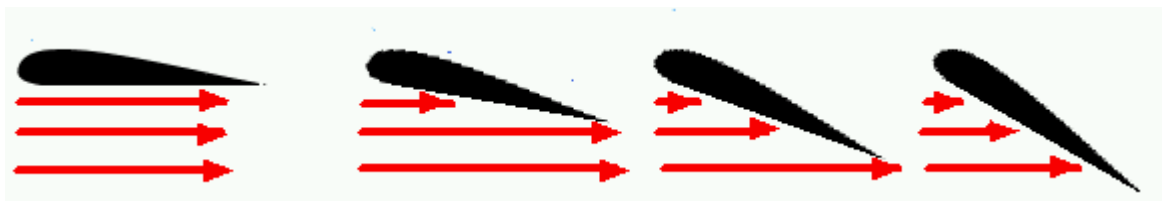


Figure 1.4 : Représentation de la pression dynamique en fonction de l'angle d'incidence.

On peut donc dire qu'au niveau de l'intrados, l'augmentation d'angle d'incidence entraîne une augmentation de la pression dans son ensemble, donc de la portance.

Nous verrons plus tard que les choses sont un petit peu plus compliquées, et que quelque chose se passe au niveau de l'extrados qui, à partir d'un certain angle, fait plutôt chuter la portance, c'est le décrochage de la couche limite.

Sur l'extrados :

L'air passant sous l'intrados ne peut contourner un bord de fuite très mince parce que cela implique, pour l'air, de pouvoir effectuer un virage "en épingle à cheveux" sous une accélération centripète. Et si le bord de fuite était d'épaisseur nulle, cela exigerait même une accélération infinie.

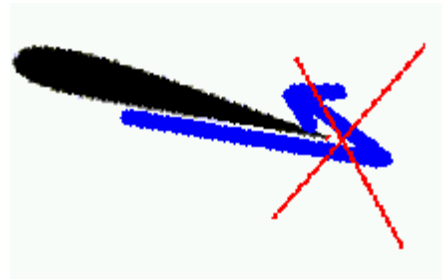


Figure 1.5 : L'impossibilité de contournement de l'air de l'intrados à l'extrados.

La conséquence de cela, c'est que le point d'arrêt aval d'une aile est toujours au bord de fuite, même si l'angle d'incidence augmente.

Pour être tout à fait complet et exacte, disant que le point d'arrêt se fixe au bord de fuite, mais pas immédiatement. Au début, lorsque l'écoulement commence, le bord de fuite est contourné, mais comme cela demande justement un virage trop prononcé, il se forme d'abord un tourbillon qui est ensuite emporté par l'écoulement, comme ceci :



Figure 1.6 : Entraînement du tourbillon formé au bord de fuite par l'écoulement à l'extrados.

Et le point d'arrêt se fixe alors au bord de fuite. Puisque l'air passant sous l'intrados ne peut en aucun cas revenir sur l'extrados en contournant le bord de fuite, cela signifie que la zone située au-dessus de l'aile ne peut être "alimentée" que par l'air passant sur l'extrados, quoi qu'il arrive.

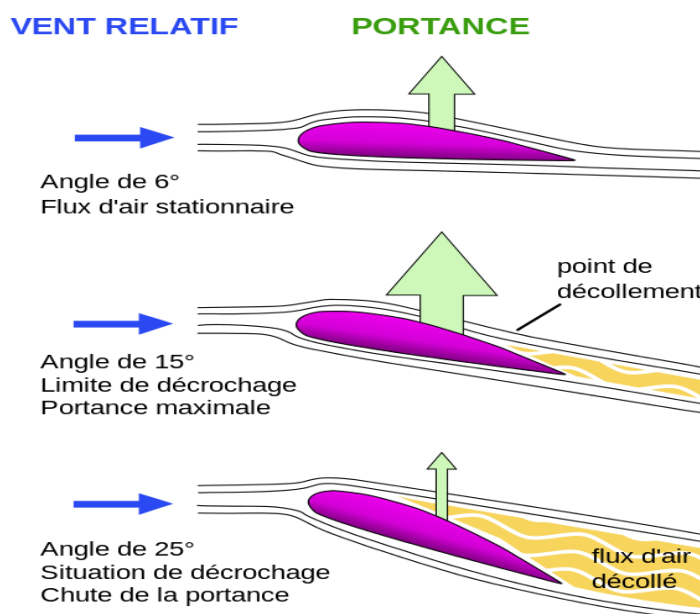


Figure 1.7 : Influence de l'angle d'incidence sur l'écoulement à l'extrados.

On voit, sur la **figure 1.7**, qu'au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente, l'air passant sur l'extrados, doit "alimenter" seul, une zone, s'élargissant de plus en plus (Cette zone approximativement triangulaire (donc un secteur) est comprise entre, d'une part, une ligne horizontale passant par le sommet de l'extrados et d'autre part la paroi de ce même extrados).

Puisque, à mesure que l'angle d'attaque augmente, la zone est de plus en plus grande, il lui faut de plus en plus d'air, ce qui n'est possible que si le flux d'air accélère. En fait, il apparaît, dans cette zone une légère dépression qui favorise l'accélération du flux en amont.

Cette accélération, se traduit par une baisse supplémentaire de la pression statique, et donc par une augmentation de la portance. Cette accélération est surtout sensible sur le "sommet" du profil, avant de se disperser dans la zone "en jaune", c'est donc près de ce sommet que la portance augmentera le plus.

Plus l'angle d'incidence augmente, plus le "sommet" se rapproche du bord d'attaque, c'est pourquoi la portance avance un peu avec l'incidence. Lorsque ce dernier devient trop grand, l'écoulement ne peut suivre le contour du profil (virage trop court) ; l'air forme alors des turbulences qui détruisent la portance, c'est le décrochage.

On a vu l'influence croissante de la pression dynamique, sous l'intrados avec l'angle d'incidence. On a vu aussi comment l'air passant sur l'extrados est accéléré au fur et à mesure que l'augmentation de l'angle d'incidence "ouvre" un secteur qu'il est seul à pouvoir "alimenter".

L'augmentation de la portance avec l'angle d'incidence vient à la fois de l'augmentation de l'action de la pression dynamique sous l'intrados, et de l'augmentation de la vitesse d'écoulement sur l'extrados (surtout la partie avant) à cause de la légère dépression qui règne en aval.

1.2.1.2 La traînée :

1.2.1.2.1 Traînée de pression :

Ainsi nommée parce qu'elle est due à la pression que l'air exerce sur la face avant de l'objet en mouvement.

Lorsqu'un objet se déplace dans l'air (aile d'avion), il produit une "onde de pression" c'est à dire une légère surpression qui se propage en avant de l'objet à la vitesse du son en s'amenuisant au fur et à mesure qu'elle s'éloigne et "s'étale".

Cette surpression provoque un pré-écartement de l'air en amont de l'objet.

Par ailleurs il faut savoir que la traînée de pression est augmentée par la dépression qui se forme derrière un mobile lorsque celui-ci est mal profilé, on parle alors de traînée de culot.

1.2.1.2.2 Le Sillage :

On visualise très bien le phénomène de sillage à l'arrière d'un bateau qui avance. A chaque instant le bateau en mouvement propage autour de lui une onde élastique (circulaire) à la limite eau - air. L'instant d'après le cercle précédent s'est agrandi et le bateau génère une nouvelle onde dont le centre est décalé dans le sens de la marche puisque le bateau continue d'avancer. Le sillage est l'enveloppe, de tous ces cercles excentrés, il est dû à un comportement élastique de l'air [12].

1.2.1.2.3 Le Décollement turbulent :

Le décollement des filets d'air provoque des turbulences qui dégradent les performances aérodynamiques d'un avion. On diminue ces traînées parasites en ajoutant des raccords de Karman (une pièce d'un avion, destinée à faciliter l'écoulement de l'air au niveau du raccord entre l'aile et le fuselage) dans les zones concernées qui sont les jonctions (aile – fuselage), les raccords des jambes de train et des haubans.

1.2.1.2.4 Traînée de culot et recirculation :

On minimise les traînées de culot, en adoucissant les formes d'un fuselage tronqué, du rétreint arrière de verrière ou des diverses protubérances telles que les écopés d'air, les sorties d'air de refroidissement, les venturis, les antennes.

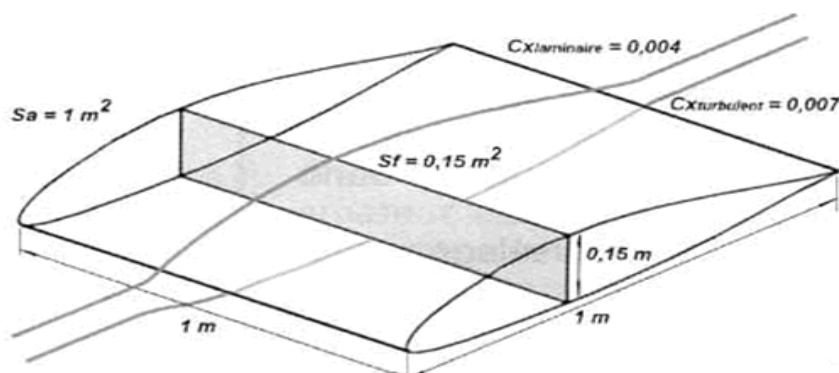


Figure 1.8 : Aile ayant une épaisseur maximum de 0,15 m, le Cx laminaire est de 0,004 et le Cx turbulent de 0,007.

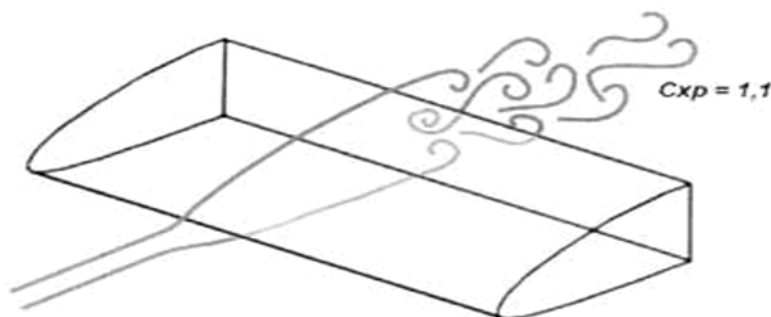


Figure 1.9 : Le profil ci-dessus est tronqué au niveau de l'épaisseur maximum, le C_x turbulent s'élève à 1,1.

A l'arrière d'un profil tronqué, on observe un décollement turbulent massif des filets d'air ou "turbulence de sillage" ainsi qu'un "culot de recirculation". Le culot de recirculation est une zone de décompression au sein de laquelle l'air cherche à combler le vide laissé derrière ce profil tronqué.

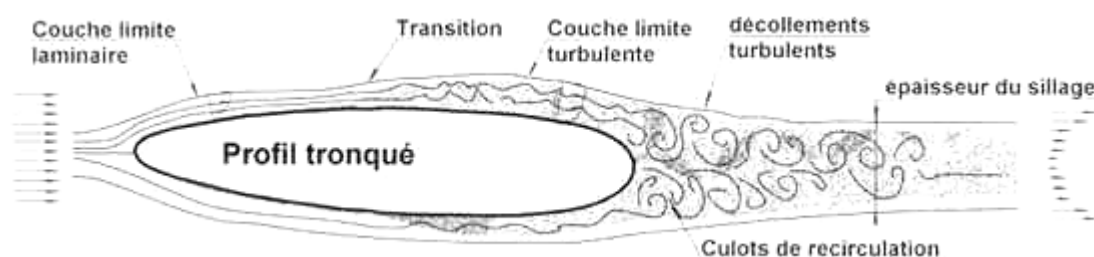


Figure 1.10 : L'effet du profil tronqué sur la couche limite.

On observe aussi une zone de recirculation à l'arrière des profils normaux au voisinage de l'incidence de décrochage.

1.2.1.2.5 La traînée de frottement :

Le frottement de la paroi de l'avion dans l'air induit un comportement laminaire ou turbulent des filets d'air. Considérons un profil symétrique comme celui d'un empennage vertical par exemple, tant que sa vitesse dans l'air (vent relatif) est faible, l'écoulement des filets d'air est laminaire autour de ce profil, tout contre la paroi, En réalité les molécules d'air collent à la paroi du profil, elles sont immobiles par rapport au profil, leur vitesse est atténué par la viscosité du fluide, ou si l'on préfère, elles sont entraînées par la paroi du profil à la même vitesse puisqu'elles sont collées au mobile. Plus loin de la paroi : Alors que loin de la paroi les molécules d'air se déplacent par rapport au mobile à la même vitesse que le vent relatif.

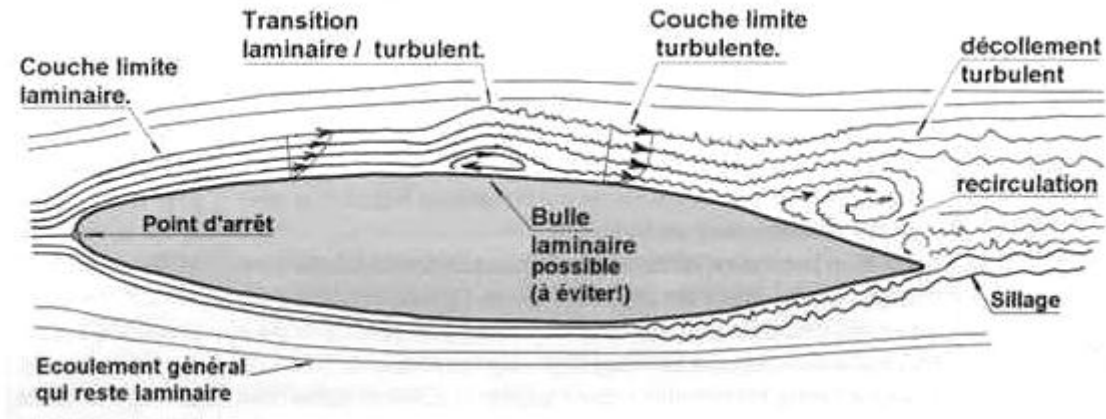


Figure 1.11 : Evolutions de la couche limite sur un profil symétrique.

La vitesse des molécules d'air par rapport au mobile est nulle tout contre la paroi et égale au vent relatif plus loin de la paroi. Cette zone où la vitesse des molécules d'air varie s'appelle la **couche limite**. C'est la couche où le mobile perturbe les molécules d'air du fait de la viscosité de l'air, et engendre une résistance au déplacement de l'avion, c'est la traînée de frottement.

Si nous prenons notre avion comme référentiel, et si nous observons le déplacement relatif des molécules d'air par rapport à notre avion nous constatons les faits suivants :

Assez loin de l'avion, l'air se comporte comme s'il n'était pas visqueux et l'écoulement des filets d'air reste laminaire. Les frottements sont réduits au minimum et les filets d'air sont parallèles. La vitesse de l'écoulement général est alors appelée "vitesse amont infinie"

A proximité immédiate de l'avion, sur une épaisseur de quelques millimètres à quelques centimètres de la paroi, les effets de la viscosité de l'air sont prépondérants. Cette zone s'appelle la "couche limite". La couche limite est liée au comportement visqueux de l'air. Elle se développe à partir du point d'arrêt jusqu'à l'arrière du profil où elle encadre le sillage.

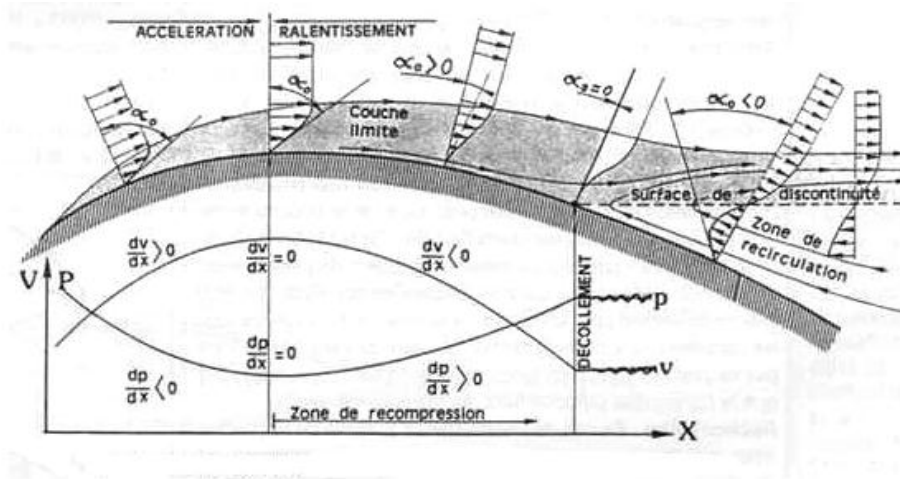


Figure 1.12 : Evolution du gradient de vitesse lors du décollement sur un profil.

Lorsqu'un profil se déplace, il écarte d'abord les filets d'air, ce qui produit une accélération donc une détente, ensuite en arrière du profil l'air ralentit en reprenant sa place, ce qui produit une compression.

1.2.1.2.6 Le Maître couple :

Le maître couple c'est l'emplacement où l'on passe en compression, la figure 1.12 montre que le mouvement des molécules d'air au voisinage du profil s'accélère en avant ($dv/dx > 0$), depuis le point d'arrêt où la vitesse est minimum jusqu'au maître couple du profil où la vitesse est maximale ($dv/dx = 0$).

La vitesse diminue du maître couple au point de décollement, (freinage : $\frac{dv}{dx} < 0$), pour rester stable ensuite.

Parallèlement la pression est maximum au point d'arrêt et diminue jusqu'au maître couple sous l'effet de l'accélération, puis la pression augmente dans la "zone de compression", et enfin la pression se stabilise après le point de décollement.

1.2.1.2.7 Transition laminaire – turbulent et forme du profil :

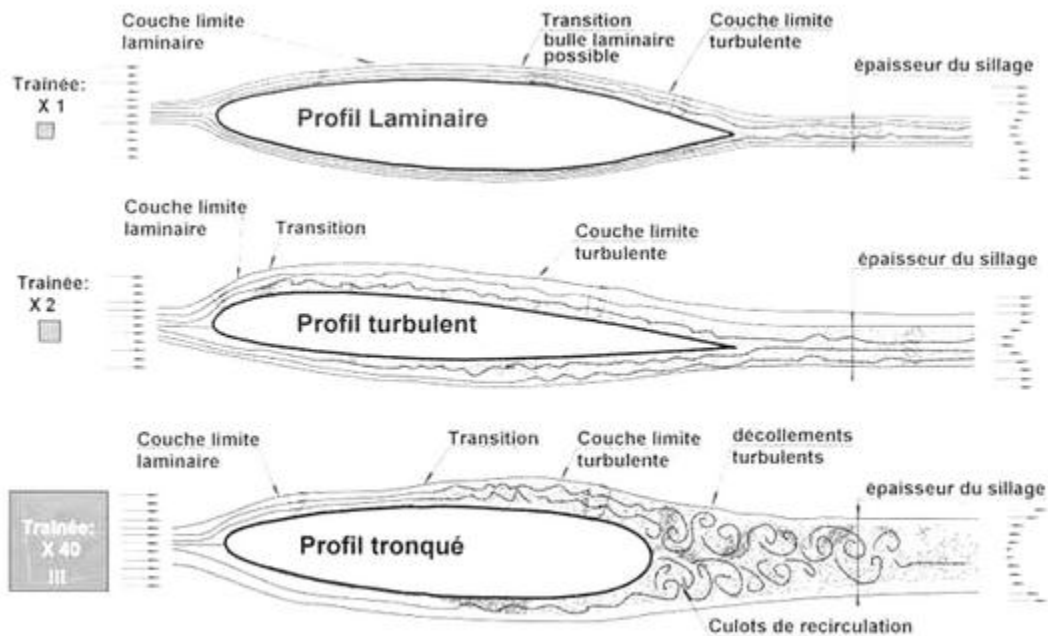


Figure 1.13 : Transition laminaire-turbulent.

En avant du profil :

Pour des profils turbulents comme les profils porteurs courants, la couche limite reste laminaire en avant du profil : jusqu'à 15% de la corde environ (15% en arrière du bord d'attaque). Pour des profils laminaires comme par exemple les empennages verticaux, la couche limite reste laminaire jusqu'à 50 ou 60% de la corde.

En arrière du profil :

Les frottements sont prépondérants, alors la couche limite devient turbulente et en même temps plus stable que la couche limite laminaire. Pour les ailes d'avion, on choisit donc des profils porteurs plutôt turbulents : en effet ils traînent deux fois plus mais ils sont plus stables.

1.2.1.2.8 La traînée induite :

Comme il a été dit précédemment, il existe une différence de pression entre l'intrados et l'extrados, à cause de cette différence de pression, l'air en provenance de l'intrados, contourne l'extrémité de l'aile pour rejoindre l'extrados, Ce mouvement est à l'origine de la formation de tourbillons marginaux (parfois puissants) aux bouts des ailes.

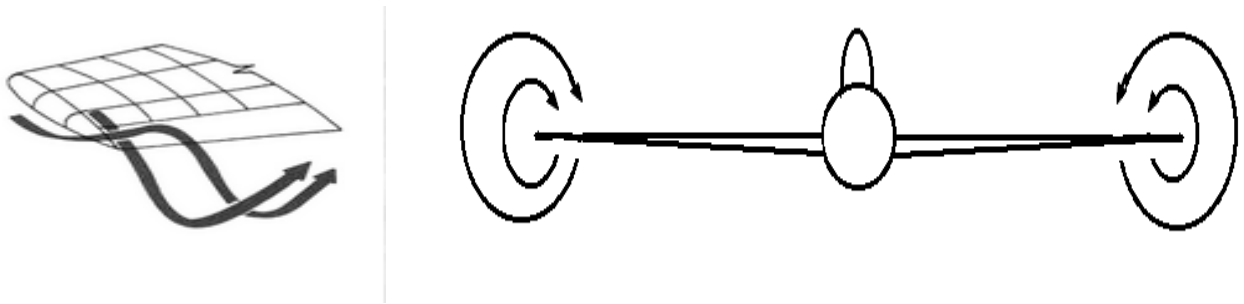


Figure 1.14 : Emplacement du tourbillon marginal.

Le tourbillon marginal est donc, généré par une traînée parasite induite par la portance au saumon de l'aile. La traînée induite est le résultat de ce vortex qui freine non seulement les ailes mais l'avion entier.

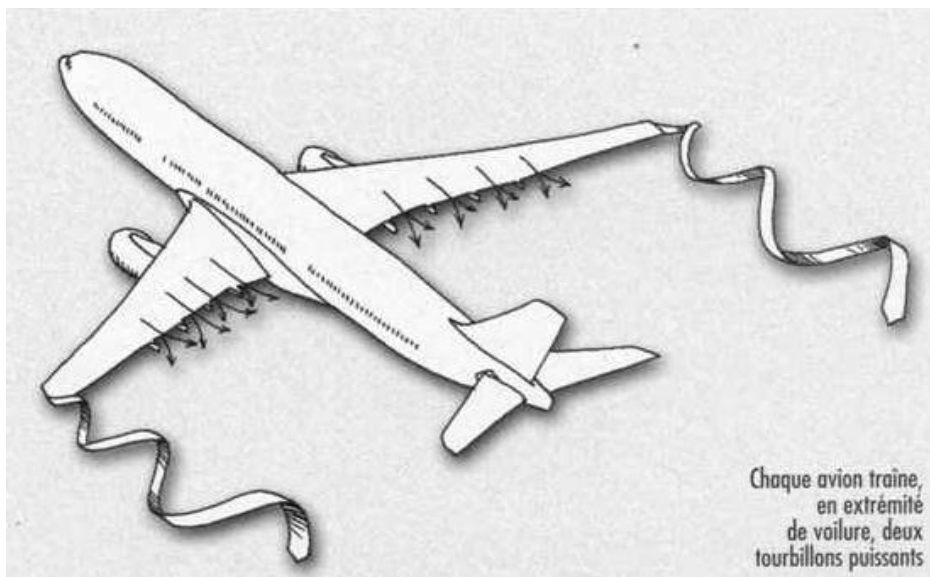


Figure 1.15 : Emplacements des zones de tourbillonnement.

Comme le montre la **figure 1.15** sur l'extrados, les filets d'air sont "aspirés" vers le fuselage alors que sur l'intrados ils ont tendance à s'en éloigner. Il en résulte un tourbillon marginal au saumon de l'aile [12].

Mais cette différence de pression est aussi à l'origine d'une déviation de l'ensemble de l'écoulement vers l'intérieur sur l'extrados et vers l'extérieur sous l'intrados.

Lorsque les deux écoulements se rejoignent au bord de fuite, ils se croisent, formant de petits (tout petits) tourbillons en aval de l'aile [10].

La turbulence créée par le tourbillon marginal est très dangereuse. Derrière un gros porteur, un avion léger qui ne respecterait pas une distance de sécurité suffisante peut être retourné brutalement comme une feuille morte et s'écraser au sol.

Trainée globale

$$\begin{aligned}
 &= \\
 &\text{Trainée induite (par la portance)} \\
 &+ \text{Trainée parasite} \left\{ \begin{array}{l} \text{trainée de pression : décollements - culot - turbulences} \\ \text{(à diagnostiquer et à éliminer!)} \\ \text{trainée de frottement : Couche limite : laminaire ou turbulent} \end{array} \right. \\
 &+ \text{Trainée d'onde (uniquement pour des vitesses trans et supersoniques)}
 \end{aligned}$$

1.3 Systèmes hypersustentateurs :

Dans les phases délicates du vol, le décollage et l'atterrissage par exemple, et dans le but de conserver une portance suffisante pour l'avion à vitesse réduite et donc de s'éloigner du cas de décrochage, il est nécessaire d'augmenter considérablement l'angle d'incidence α mais en restant en deçà de la valeur critique α_c .

Pour atteindre cet objectif, il est classique de modifier les propriétés du profil par des dispositifs dits « hypersustentateurs ». Ces dispositifs mécaniques prennent des formes très variées (bec, volet simple, double volet) pour augmenter la surface et/ou la courbure de l'aile, et ainsi retarder le décrochage ou augmenter le coefficient de portance C_z (C_z est à peu près doublé avec l'utilisation d'hypersustentateurs sur les ailes actuelles). Ils sont placés sur le bord d'attaque ou sur le bord de fuite de l'aile d'avion [2].

1.3.1 Différents dispositifs de bord de fuite :

1.3.1.1 Volet d'intrados :

Le volet d'intrados se trouve sous l'arrière de l'aile, il se braque vers le bas, en augmentant la courbure de l'aile, ce qui augmente la portance, mais également avec le désavantage de produire plus de traînée, à cause de la formation d'une zone de turbulence derrière le volet, comme la montre la figure ci-dessous sachant qu'en agissant que sur l'intrados sans modifier l'extrados, ce dispositif est maintenant assez peu utilisé.



Figure 1.16 : Effet du volet d'intrados sur l'écoulement d'air.

1.3.1.2 Volet de courbure :

Ce type de volet, permet de faire varier la courbure de l'aile, comme son nom l'indique, en braquant le volet vers le bas la portance augmente, mais la traînée aussi. Plus le braquage sera important, plus la portance augmentera, mais plus la traînée sera importante. Il peut aussi se braquer vers le haut lorsqu'on souhaite augmenter la vitesse sans modifier la finesse (rapport entre la Portance et la traînée), en réduisant la courbure, la traînée est réduite mais la portance aussi, c'est le cas des planeurs qui souhaitent traverser très rapidement une zone défavorable.

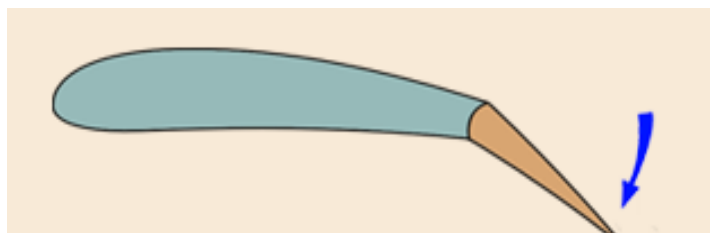


Figure 1.17 : Un profil d'aile équipée d'un volet de courbure.

1.3.1.3 Volet de courbure à fente :

Ce type de volet, allie le braquage vers le bas avec un léger recul, qui ouvre une fente entre l'aile et le volet pour permettre à l'air de passer de l'intrados vers l'extrados afin d'accélérer l'air sur l'extrados et recoller la couche limite, afin de diminuer les risques de formation des tourbillons, et du décrochage de la couche limite.

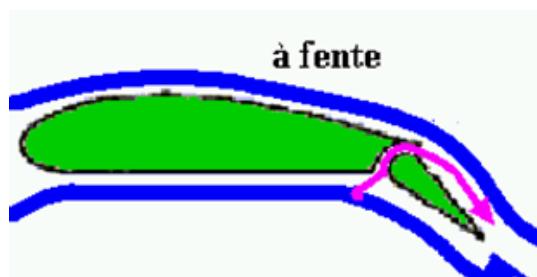


Figure 1.18 : L'écoulement de l'air autour d'un profil d'aile équipé d'un volet de courbure à fente.

1.3.1.4 Volet type Fowler :

C'est un volet, dont le déplacement combine une translation, et une rotation : dans un premier temps, il recule pour augmenter la surface alaire puis il se cabre vers le bas pour augmenter la courbure. Ce déplacement complexe nécessite des systèmes de guidage spéciaux à l'intrados, Le volet peut lui même être en deux ou trois parties, avec une ou deux fentes, ce qui donne au total des volets à double ou triple fente, ce type de volet est employé sur les Boeing 747, il permet un soufflage plus étendu sur l'extrados des volets par l'intermédiaire des fentes d'où un contrôle accru de la couche limite.

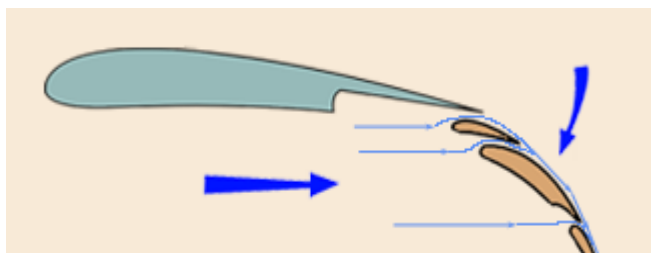


Figure 1.19 : L'écoulement de l'air autour d'un profil d'aile équipé des volets type Fowler.

1.3.2 Différents dispositifs de bord d'attaque :

1.3.2.1 Bec de bord d'attaque basculant :

Implanté au bord d'attaque d'une voilure et qui par le basculement de la partie avant du profil, permet de créer un effet de cambrure approprié. C'est d'ailleurs le seul effet hypersustentateur de ces volets.

1.3.2.2 Bec de Kruger:

Plusieurs vérins hydrauliques déploient vers l'avant un volet principal qui vient se positionner contre le bord d'attaque de l'aile. Un deuxième volet très arrondi se déploie également pour se mettre dans le prolongement du premier volet. Le but de ces volets est d'augmenter la surface alaire de l'aile ainsi que la courbure [13].



Figure 1.20 : Principe de fonctionnement du volet de Kruger.

1.3.2.3 Bec a fente :

C'est un bec d'attaque mobile qui se déplace vers l'avant pour laisser apparaître une fente entre lui et l'aile. Cette fente permet le soufflage de la partie avant de l'extrados pour retarder l'apparition d'un écoulement turbulent, surtout aux grands angles d'attaque. Ce dispositif a la particularité d'exister aussi en version automatique, c'est à dire non commandée par le pilote.

Dans ce cas, le bec à fente subit en permanence la pression d'un ressort qui tend à le faire sortir de son logement.

Tant que la vitesse de l'avion, qui se traduit par la pression dynamique, est suffisante, le bec à fente est repoussé contre le bord d'attaque fixe de l'aile, mais dès que la vitesse descend en dessous d'une

certaine valeur, la pression dynamique n'est plus suffisante pour contrer la force du ressort, ce qui permet au "slat" de s'avancer.

L'augmentation de l'angle d'attaque diminue aussi la pression agissant directement sur le bec, et donc favorise sa "sortie". De plus, il faut savoir que certains avions ont un bord d'attaque fixe avec une fente permanente fixe.

La **figure 1.21** montre l'effet de l'utilisation d'hypersustentateurs sur C_z en fonction de l'angle d'incidence (α) :

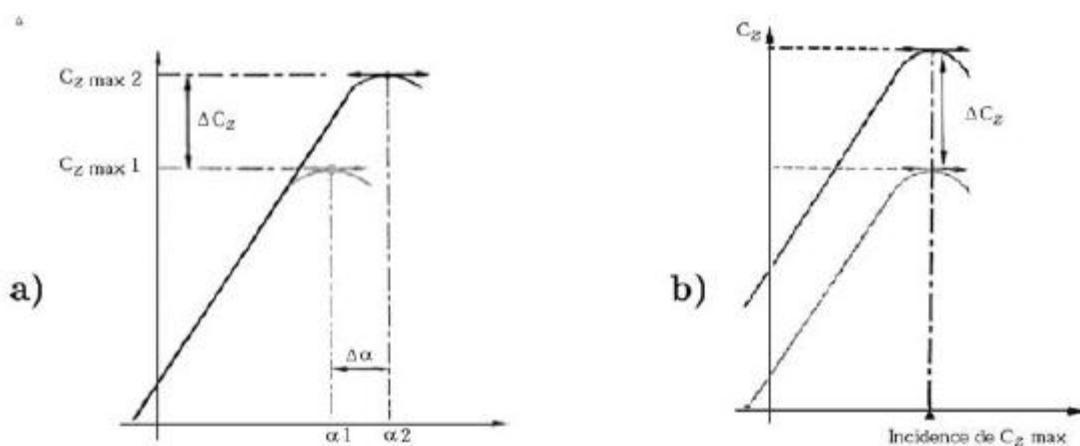






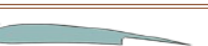


Figure 1.21 : L'effet de l'utilisation d'hypersustentateurs sur C_z en fonction de α .

a) Dispositifs de bord d'attaque.

b) Dispositifs de bord de fuite.

Le tableau ci-dessous, est un récapitulatif qui montre bien les améliorations apportées par les dispositifs hypersustentateurs en termes de portance.

Désignation	Forme de l'Aile	Angle de braquage	Augmentation de portance en %
Profil de base			
Volet de courbure		45°	51,00%
Volets intrados sans recul		50°	67%
Volet à fente		45°	53%
Volet Fowler surface augmentée de 30%		40°	88%
Bec automatique			26%
Bec et Volet Fowler		Bec - 40° Volet + 40°	93%

CHAPITRE 2 : Couche Limite Dynamique

2.1 Introduction :

Lorsqu'un fluide se déplace autour d'un obstacle, les champs de vitesse et de pression, sont perturbés par ce dernier. La couche limite est la zone de fluide contiguë à la paroi, dans laquelle se produit l'accommodation entre la vitesse nulle en paroi et la pleine vitesse locale du fluide libre. De nombreuses propriétés de l'écoulement (frottement, transferts thermiques et présence éventuelle de décollements) dépendent de cette couche limite [3].

Le concept de la couche limite fut introduit par Ludwig Prandtl en 1904. Lorsqu'il donna un séminaire au Congrès International de Mathématiques à Heidelberg, sous le titre (Uber Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung). Il permit de livrer une interprétation à bon nombre de phénomènes que la théorie des fluides parfaits ne suffisait à expliquer. Prandtl y expliqua que la viscosité d'un fluide joue seulement un rôle très près de la paroi et ce, d'autant plus que le nombre de Reynolds est grand, donc dans une couche infiniment mince (le nombre de Reynolds est infini). On lui a donné le nom de « Couche Limite ». En dehors de celle-ci, le fluide peut être pris comme un fluide parfait, donc sans viscosité, il obéit aux équations d'Euler. L'écoulement complet peut alors être trouvé par un couplage de la solution interne de la couche limite à celle du fluide parfait à l'interface cette dernière [4].

En effet, en mécanique des fluides on examine des écoulements où les effets visqueux sont entièrement dominants et des écoulements où nous avons au contraire complètement négligé les effets de la viscosité. A titre d'exemple, pour établir le principe de fonctionnement du tube de Pitot, nous avons utilisé la loi de Bernoulli. Pourtant le résultat ainsi obtenu est conforme à ce qui est observé dans la réalité où les effets visqueux ne sont jamais totalement négligeables.

La définition même de la couche limite réside dans le fait qu'elle représente la région de l'écoulement où les effets visqueux sont au moins aussi importants que les effets inertiels (en termes d'ordre de grandeur). Ce n'est en effet pas le cas loin de la paroi, où l'écoulement est alors dit « d'Euler », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir.

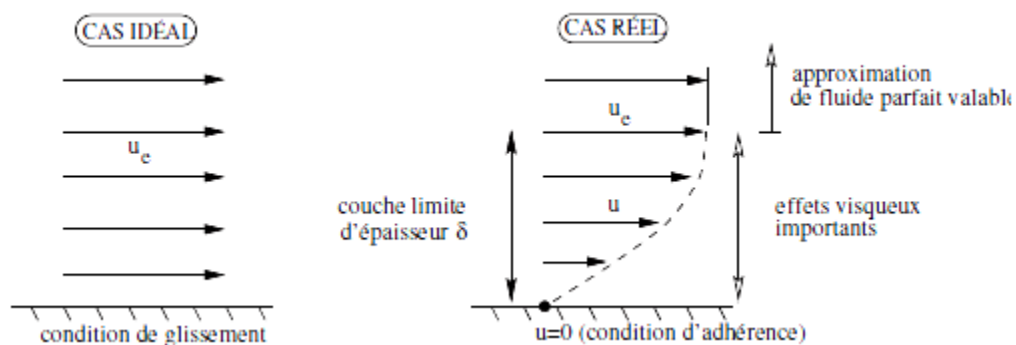


Figure 2.1 : Écoulement d'un fluide idéal et d'un fluide visqueux sur une paroi plane.

En particulier, la viscosité du fluide impose toujours que la vitesse de l'écoulement soit nulle au voisinage immédiat d'une paroi solide ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de glissement

utilisée pour les écoulements de fluide parfait. Il est possible de réconcilier ces deux points de vue contradictoires grâce à l'existence d'une couche limite dans laquelle les effets visqueux sont confinés et en dehors de laquelle les effets visqueux sont négligeables.

2.2 Aspects qualificatifs :

Dans un écoulement de fluide réel, Les effets des contraintes visqueuses ne sont pas négligeables seulement là où il existe des gradients de vitesse élevés (de telles zones sont dites "couches de cisaillement").

Considérons maintenant l'écoulement d'un fluide sur une paroi plane. Si ce fluide est parfait, il va glisser sur la paroi sans que la présence de celle-ci perturbe l'écoulement. Cette situation ne correspond pas à l'expérience physique ; en réalité, on observe la situation suivante : le fluide réel adhère à la paroi ($u = 0$ en $y = 0$) puis sa vitesse augmente progressivement à mesure que la distance à la paroi augmente pour atteindre finalement, à une distance $y = \delta$ de la paroi, une valeur dite "vitesse extérieure", semblable à la vitesse d'un fluide parfait, de viscosité nulle donc s'écoulant sur cette même paroi.

La couche limite est la zone comprise entre la paroi et l'écoulement uniforme de vitesse U_e (voir **figure 2.1**).

L'existence d'une couche limite provient des effets combinés de la viscosité et de la convection par l'écoulement moyen sur le transport de la quantité de mouvement. La mise en mouvement d'une plaque plane infinie conduit à une diffusion de la quantité de mouvement vers l'intérieur du fluide. L'épaisseur de la couche dans laquelle la diffusion a eu lieu est de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$.

La viscosité est également responsable de la diffusion de la vorticité dans l'écoulement. A l'instant initial, le fluide est au repos et, évidemment, la vorticité est nulle partout. A l'intérieur de la couche d'épaisseur $\sqrt{\nu t}$, la vorticité est crée par la brusque mise en mouvement de la plaque a diffusé. En revanche, à l'extérieur la vorticité n'a pas eu le temps de diffuser et l'écoulement est resté irrotationnel. Dans cet exemple de la plaque infinie, il y a une invariance par rapport à la coordonnée x le long de la plaque. De ce fait, le transport de quantité de mouvement par l'écoulement moyen, parallèle à la plaque, n'a aucun effet, la quantité transportée ayant la même valeur à toutes les abscisses x . Il n'en est pas de même dans un cas plus général (par exemple, si la plaque plane est de longueur finie) où la convection par l'écoulement moyen va participer au transport de la quantité de mouvement.

Considérons le cas d'une plaque plane de très faible épaisseur et de longueur l placée dans un écoulement uniforme parallèle à la plaque, Supposons que l'écoulement uniforme soit brusquement accéléré de 0 à la vitesse constante U_e .

La viscosité impose le développement autour de la plaque d'une couche limite où la vorticité n'est pas nulle. L'écoulement moyen s'oppose à l'extension de cette couche vers l'amont. En revanche, il favorise son développement vers l'aval. Contrairement au cas de la plaque infinie, nous pouvons atteindre ici un état stationnaire pour le transport de la vorticité et de la quantité de mouvement. Cet  tat stationnaire va définir l'épaisseur de la couche limite. Le temps moyen mis par un élément de fluide pour parcourir la totalité de la plaque est $\frac{l}{U_e}$. Pendant ce temps, la viscosité permet à la quantité de mouvement de diffuser sur une distance $\delta = \sqrt{\frac{\nu l}{U_e}} = \sqrt{l Re} [14]$.

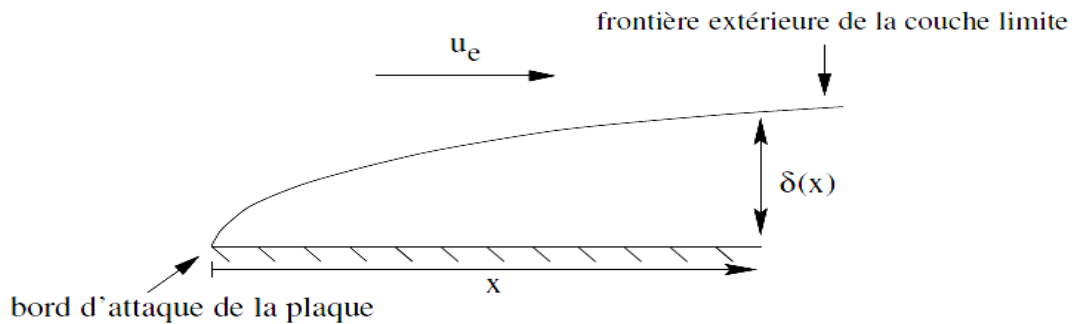


Figure 2.2 : Evolution de l'épaisseur de la couche limite sur une paroi plane.

On voit l'apparition d'un paramètre essentiel dans l'étude d'une couche limite : le nombre de Reynolds.

$$Re_x = \frac{U_e x}{\nu} \quad (2.1)$$

$$\frac{\delta(x)}{x} \propto \frac{1}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.2)$$

Si le nombre de Reynolds est suffisamment grand, l'épaisseur δ sera petite devant la longueur l de la plaque (voir la **figure 2.3**). En dehors de la couche limite, l'écoulement reste irrotationnel et les effets visqueux sont négligeables. Ce raisonnement s'applique à tout corps solide placé dans un écoulement, à condition que la couche limite reste effectivement confinée près du corps, nous verrons plus tard quelles sont les conditions qui conduisent au décollement de la couche limite. Ceci justifie l'utilisation de l'hypothèse de fluide parfait pour décrire l'écoulement autour d'un corps solide ainsi que la recherche de solutions qui dérivent d'un potentiel (écoulements irrotationnel).

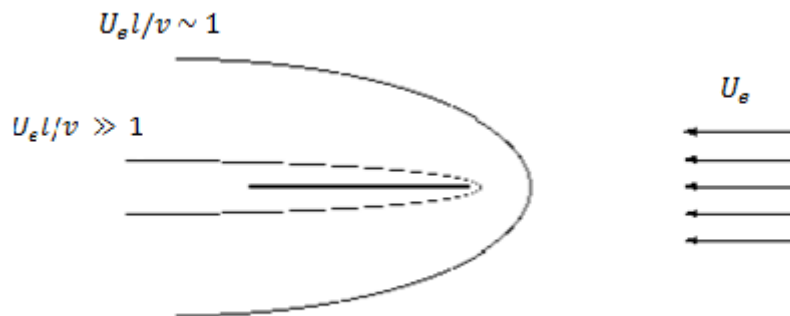


Figure 2.3 : Couche limite autour d'une plaque plane de longueur l , dans le cas où $\frac{U_e l}{\nu}$ est d'ordre Unité et dans le cas où $\frac{U_e l}{\nu}$ est très grand.

En aéronautique, les écoulements ont lieu à grand nombre de Reynolds et par conséquent la couche limite est très fine par rapport aux dimensions caractéristiques de l'avion. Considérons, pour fixer nos idées, un avion de ligne en vol de croisière. La vitesse de déplacement de cet avion est de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde ; la viscosité cinématique de l'air ambiant est de l'ordre de

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{cases} \quad (2.3)$$

$10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Par conséquent le rapport Ue/ν correspondant est de l'ordre de, 10^7 m^{-1} En pratique L'épaisseur δ de la couche limite qui se développe à la surface de cet avion peut donc varier de quelques millimètres au bord d'attaque d'une aile à quelques centimètres au bord de fuite de cette aile et atteint parfois quelques dizaines de centimètres en queue de fuselage d'un avion de ligne par exemple [5].

2.3 Approximations des équations de Navier Stokes dans une couche limite :

En mécanique des fluides un écoulement de fluide visqueux est décrit par les équations dites de Navier Stokes. Dans le cas d'un écoulement à grand nombre de Reynolds sur un obstacle, il est possible de construire une description simplifiée de cet écoulement en exploitant notamment le fait que l'épaisseur de la couche limite sur l'obstacle est beaucoup plus petite que la longueur (ou la corde) de cet obstacle, puisque le Reynolds est grand et que le raisonnement quantitatif effectué dans la section précédente a indiqué que le rapport entre l'épaisseur δ de la couche limite et la taille caractéristique l de l'obstacle (sa longueur) était égal à l'inverse de la racine carrée du nombre de Reynolds basé sur la longueur l (Eq(2.2) ; avec $x = l$)

Pour simplifier au maximum notre présentation, on va supposer que l'obstacle considéré est une plaque plane et que la masse volumique du fluide en écoulement reste constante (écoulement incompressible).

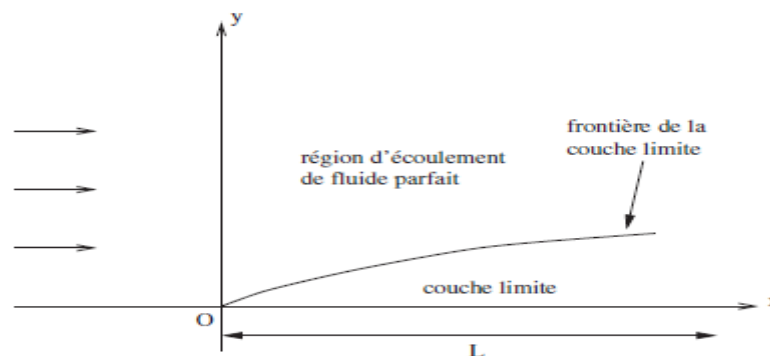


Figure 2.4 : Couche limite laminaire sur une plaque plane.

On cherche donc à construire un modèle simplifié pour l'écoulement schématisé sur la figure 2.4. Le modèle complet qui permet de décrire cet écoulement (supposé permanent) est les équations (2.3).

Supposons dans un premier temps que l'on adimensionne le système d'équations (2.3) en utilisant une seule échelle de longueur, l la longueur de la plaque, et une seule échelle de vitesse, U_e la vitesse de l'écoulement à l'infini amont. On écrit donc :

$$\begin{cases} x = L\bar{x}, & y = L\bar{y}; \\ u = U_\infty\bar{u}, & v = U_\infty\bar{v}; \\ p = \rho U_\infty^2\bar{p}. \end{cases} \quad (2.4)$$

On obtient alors après adimensionnement de (2.3) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} \right) \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{y}^2} \right) \end{cases} \quad (2.5)$$

Où le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement est défini ici par, $Re = \frac{U_\infty L}{\nu}$ Lorsque $Re \rightarrow \infty$, tous les seconds membres du système (2.5) ci-dessus s'annulent et ce système se simplifie pour donner les équations d'Euler. Cependant, la solution de l'écoulement de fluide parfait n'est pas compatible avec la condition d'adhérence à la paroi. Il existe donc nécessairement une zone d'épaisseur tendant vers 0 lorsque $Re \rightarrow \infty$ dans laquelle les équations d'Euler ne sont plus valables. Dans cette zone, la composante \bar{u} de la vitesse doit varier très rapidement de $\bar{u}_e(\bar{x})$, valeur adimensionnée de la solution de fluide parfait lorsque la distance à la paroi tend vers 0, en $y = 0$ afin de satisfaire la condition limite sur la plaque. On décompose alors la recherche d'une solution de (2.5) muni de ses conditions aux limites en deux problèmes : un problème dit extérieur, pour lequel l'approximation de fluide parfait est valable (régie donc par les équations d'Euler) ; un problème dit intérieur, au voisinage immédiat de la paroi, où est valable un autre modèle, le modèle de couche limite qui reste à déterminer, Naturellement, il n'y a pas de rupture entre ces deux régions de l'écoulement et la solution valable dans la couche limite doit se raccorder à la solution extérieure de fluide parfait. Pour traduire le fait que l'on se place dans le voisinage immédiat de la paroi, on va changer d'échelle de longueur caractéristique suivant y : on définit $y = \delta \bar{y}$, avec δ , l'épaisseur de la couche limite, qui n'est pas connue a priori, même si on s'est déjà donné une idée de sa valeur dans la section précédente par un raisonnement qualitatif, mais dont on sait qu'elle est très faible devant l'échelle de longueur caractéristique suivant, x : $\delta \ll L$ Par ailleurs, même si on ne peut pas la caractériser pour le moment, il semble judicieux d'introduire également une échelle de vitesse particulière pour adimensionner la vitesse v normale à la plaque : cette vitesse varie de 0 à la paroi à 0 au loin et on s'attend donc à ce qu'elle prenne des valeurs faibles. On écrit donc : $v = V_0 \bar{v}$

En résumé, on se propose donc d'adimensionner le système (2.3) à l'aide des échelles de référence suivantes :

$$\begin{cases} x = L\bar{x}, & y = \delta\tilde{y}, & \delta \ll L \\ u = U_\infty\bar{u}, & v = V_0\tilde{v}, \\ p = \rho U_\infty^2\bar{p} \end{cases} \quad (2.6)$$

Pour traduire le fait que la solution intérieure se raccorde à la solution extérieure, on écrit :

$$\lim_{\tilde{y} \rightarrow \infty} \bar{u}(\bar{x}, \tilde{y}) = \lim_{\tilde{y} \rightarrow 0} \bar{u}(\bar{x}, \tilde{y}) = \bar{u}_e(\bar{x}) \quad (2.7)$$

Et similairement pour la pression p . En injectant (2.6) dans (2.3) on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{L V_0}{\delta U_\infty} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{L V_0}{\delta U_\infty} \tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \tilde{y}^2} \right) \\ \bar{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \bar{x}} + \frac{L V_0}{\delta U_\infty} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{L U_\infty}{\delta V_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tilde{y}} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tilde{y}^2} \right) \end{cases} \quad (2.8)$$

On va maintenant déterminer δ et V_0 en utilisant un principe dit de moindre dégénérescence qui consiste ici à retenir le maximum de termes dans les équations ci-dessus lorsque $Re \rightarrow \infty$, examinons tout d'abord l'équation de conservation de la masse ; si on ne suppose pas le terme $\frac{L V_0}{\delta U_\infty}$ d'ordre unité, alors cette équation devient unidimensionnelle et on voit qu'il n'est pas possible de satisfaire simultanément les conditions de paroi et de raccord avec la solution extérieure de fluide parfait. On a donc :

$$\frac{L}{\delta} = \frac{V_0}{U_\infty} \quad (2.9)$$

En raisonnant similairement sur l'équation de quantité de mouvement, on obtient :

$$\frac{1}{Re} \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 = 1 \quad (2.10)$$

Cette égalité traduit le fait que dans la couche limite les effets visqueux et les phénomènes d'inertie sont du même ordre de grandeur ce qui se comprend très bien physiquement puisque le frottement visqueux est le seul phénomène physique qui permet d'expliquer le ralentissement du fluide par la paroi. On détermine facilement à partir de ces deux relations les grandeurs caractéristiques δ et V_0 :

$$\delta = \frac{L}{\sqrt{Re}} \quad (2.11)$$

$$V_0 = \frac{U_\infty}{\sqrt{Re}} \quad (2.12)$$

On peut alors réécrire le système (2.8) sous la forme adimensionnée :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \tilde{y}^2} \\ \frac{1}{Re} (\bar{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \bar{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \tilde{y}} + \frac{1}{Re^2} \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tilde{y}^2} \right) \end{cases} \quad (2.13)$$

Le système (2.13) constitue toujours le système des équations de Navier Stokes mais si on fait tendre maintenant Re vers l'infini, la forme limite du système (2.13) n'est plus les équations d'Euler (comme dans le cas du système (2.3)) mais un nouveau système d'équations dites équations de la couche limite dynamique ou équations de Prandtl :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \tilde{y}^2} \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tilde{y}} = 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

Ce système doit naturellement être complété par la condition limite d'adhérence à la paroi, ainsi que par la condition de raccord avec la solution de fluide parfait. On observe un premier résultat remarquable : la pression \bar{p} ne varie pas suivant \tilde{y} dans la zone de couche limite. En une abscisse \bar{x} donnée, la pression est constante à travers la couche limite et donc égale en particulier à sa valeur à la frontière de la couche limite ($y \rightarrow \infty$), soit d'après la condition de raccord avec l'écoulement de fluide parfait la pression $\bar{p}_e(x)$ correspondant à la solution de fluide parfait. Et Comme cette distribution de pression extérieure vérifie la relation de Bernoulli adimensionnée :

$$\bar{p}_e + \frac{1}{2} \rho \bar{U}_e^2 = cste \quad (2.15)$$

Avec \mathbf{u}_e , et p_e viennent de la solution des équations d'Euler. On peut exprimer dans l'équation de quantité de mouvement suivant x le gradient de pression suivant x en fonction de \bar{u}_e et de $\frac{\partial \bar{u}_e}{\partial \bar{x}}$, on obtient donc finalement la forme adimensionnée des équations de la couche limite.

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tilde{y}} = \bar{u}_e \frac{d\bar{u}_e}{d\bar{x}} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \tilde{y}^2} \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\text{Avec : } \bar{u}_e \frac{d\bar{u}_e}{d\bar{x}} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{d\bar{x}} \quad (2.17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bullet \text{ adhérence : } \bar{u}(\bar{x}, 0) = 0, \bar{v}(\bar{x}, 0) = 0 \\ \bullet \text{ raccord extérieur : } \bar{u}(\bar{x}, \infty) = \bar{u}_e(\bar{x}) \end{array} \right.$$

Si on revient en variables dimensionnées, on obtient pour les équations de la couche limite dynamique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = u_e \frac{du_e}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \text{Conditions aux limites :} \\ \bullet \text{ adhérence : } u = v = 0 \text{ pour } y = 0 \\ \bullet \text{ raccord avec l'écoulement de fluide parfait : } u(x, \infty) = u_e(x) \end{array} \right. \quad (2.18)$$

2.4 Couche limite laminaire pour une paroi plane, Solution de Blasius :

L'obtention d'une solution des équations de couche limite suppose la résolution analytique du système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires (2.16) ou (2.18) muni des conditions aux limites appropriées. On ne sait pas résoudre ce problème dans le cas général et on se contente donc de solutions approchées. Il y a des méthodes qui permettent d'obtenir de telles solutions approchées qui permettent notamment l'analyse d'un écoulement réel sur un obstacle (tel qu'un profil d'aile) placé dans l'écoulement. Cependant, dans le cas où la géométrie de l'obstacle est particulièrement simple, il est possible de déterminer des solutions "quasi-exactes" des équations de la couche limite. Ces solutions peuvent alors servir de cas de référence pour les méthodes approchées utilisables dans le cas général.

Pour le problème de Blasius :

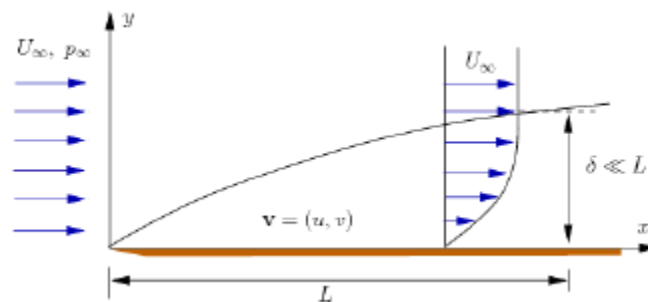


Figure 2.5 : Couche limite sur une plaque plane.

Considérons une plaque plane placée à incidence nulle dans un écoulement de fluide visqueux incompressible, uniforme à l'infini amont. La plaque étant semi-infinie (bord d'attaque en $x = 0$ mais pas de bord de fuite) il n'y a pas d'échelle de longueur liée à la géométrie de l'obstacle.

De plus, la solution extérieure de fluide parfait est particulièrement simple dans ce cas : l'écoulement de fluide parfait n'étant pas perturbé par la présence d'une paroi plane (figure 2.5), on a $u_e = U_\infty$ et le système (2.16) se réduit donc à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0 \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} \\ \bar{y} = 0 : \bar{u} = \bar{v} = 0 \\ \bar{y} \rightarrow \infty : \bar{u} = 1 \end{cases} \quad (2.19)$$

La solution de la vitesse \bar{u} est donc de la forme $\bar{u} = h(\bar{x}, \bar{y})$ ou h est une fonction inconnue, soit en variable adimensionné

$$\frac{u}{U_\infty} = h\left(\frac{x}{L}, \frac{y}{L} \sqrt{U_\infty/\nu}\right) \quad (2.20)$$

Comme L est une distance tout à fait arbitraire pour la plaque semi-infinie considérée, la solution du problème n'a aucune raison d'en dépendre. On cherche donc u sous la forme $u = h(\eta)$ où η est un paramètre sans dimension construit à partir de \bar{x} et \bar{y} qui ne dépende pas de L . On postule :

$$\frac{u}{U_\infty} = h(\eta) = h\left(\frac{\bar{y}}{\sqrt{\bar{x}}}\right) = h\left(\frac{y}{\sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}}\right) \quad (2.21)$$

On cherche donc u sous la forme d'un profil auto-similaire : la variation de u en fonction de y est toujours la même à un facteur $\nu x/U_\infty$ près, qui varie lorsque l'on se déplace le long de la plaque. Injectons maintenant cette forme postulée pour la solution du système (2.19) dans la forme dimensionnée de l'équation de conservation de la masse, $u_x + v_y = 0$, la condition d'incompressibilité de l'écoulement $\text{div}(\vec{V}) = 0$, implique l'existence d'une fonction de courant noté ψ tel que :

$$\left\{ u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right\} \quad (2.22)$$

On en déduit donc :

$$\psi = \int u dy = U_\infty \int h(\eta) dy = U_\infty \int h(\eta) \frac{\partial y}{\partial \eta} d\eta \quad (2.23)$$

Compte tenu de la forme choisi de η , on vérifie facilement que :

$$\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{\nu x/U_\infty}} = \frac{\eta}{y} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -y \sqrt{\frac{U_\infty}{\nu}} \frac{1}{2x} = -\frac{\eta}{2x} \quad (2.25)$$

Par ailleurs, si on postule $\frac{u}{U_\infty} = f'(\eta)$ plutôt que $\frac{u}{U_\infty} = h(\eta)$ on peut écrire simplement que :

$$\psi = U_\infty \int f'(\eta) \sqrt{\nu x / U_\infty} d\eta = \sqrt{\nu x U_\infty} f(\eta) \quad (2.26)$$

On en tire alors l'expression de v :

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \times \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.27)$$

Soit après calcul :

$$v = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}} (\eta f'(\eta) - f(\eta)) \quad (2.28)$$

Partant de l'expression postulée pour u et de la forme de v déduite de l'équation de continuité, on peut écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = U_\infty f''(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} = U_\infty f''(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = U_\infty f'''(\eta) \left(\frac{\partial \eta}{\partial y}\right)^2 \end{cases} \quad (2.29)$$

On injecte ensuite ces expressions dans l'équation de quantité de mouvement suivant x et on en déduit :

$$\nu U_\infty f'''(\eta) \left(\frac{\partial \eta}{\partial y}\right)^2 = U_\infty^2 f'(\eta) f''(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}} (\eta f'(\eta) - f(\eta)) U_\infty f''(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (2.30)$$

En explicitant alors les dérivées partielles de η par rapport à x et y , on obtient, après simplification, une équation différentielle ordinaire sur $f(\eta)$, que l'on complète par des conditions aux limites à la paroi et au niveau du raccord avec la région de fluide parfait. Ainsi, $u = 0$ en $y = 0$ se traduit de façon immédiate par $f'(0) = 0$; $v = 0$ implique $f(0) = 0$ compte tenu de $f'(0) = 0$;

Enfin, la condition de raccord avec l'écoulement de fluide parfait nous donne :

$$f'(\infty) = 1$$

L'équation différentielle ordinaire obtenue est dite "équation de Blasius" et s'écrit :

$$\begin{cases} f'''(\eta) + \frac{1}{2}f(\eta)f''(\eta) = 0 \\ f(0) = 0, f'(0) = 0 \\ f'(\infty) = 1 \end{cases} \quad (2.31)$$

Elle peut être résolue par voie numérique, à l'aide d'une méthode de tir, par exemple pour la mise en œuvre de cette technique classique. On peut ainsi construire une table des valeurs de f et de ses dérivées :

η	f	f'	f''	η	f	f'	f''
0	0	0	0.32206	2.8	1.23099	0.81152	0.18401
0.2	0.00664	0.06641	0.33199	3.0	1.39682	0.84605	0.16136
0.4	0.02656	0.13277	0.33147	3.2	1.56911	0.87609	0.13913
0.6	0.05974	0.19894	0.33008	3.4	1.74696	0.90177	0.11788
0.8	0.10611	0.26471	0.32739	3.6	1.92954	0.92333	0.09899
1.0	0.16557	0.32979	0.32301	3.8	2.11605	0.94112	0.08013
1.2	0.23795	0.39378	0.31659	4.0	2.30576	0.95552	0.06424
1.4	0.32298	0.45627	0.30787	4.2	2.49806	0.96696	0.05052
1.6	0.42032	0.51676	0.29667	4.4	2.69238	0.97587	0.03897
1.8	0.52952	0.57477	0.28293	4.6	2.88826	0.98269	0.02948
2.0	0.65003	0.62977	0.26675	4.8	3.08534	0.98779	0.02187
2.2	0.78120	0.68132	0.24835	5.0	3.28329	0.99155	0.01591
2.4	0.92830	0.72899	0.22809	6.0	4.27964	0.99898	0.00240
2.6	1.07252	0.77246	0.20646	7.0	5.27926	0.99992	0.00022
				8.0	6.27923	1.00000	0.00001

Tableau 2.1 : les valeurs de η et f et ses dérivés[14].

Si on trace maintenant la fonction $f(\eta)$ on obtient le profil de vitesse $\frac{u}{U_\infty}$, dans une couche limite se développant sur une plaque plane semi-infinie en l'absence de gradient de pression extérieure (voir **figure 2.6**).

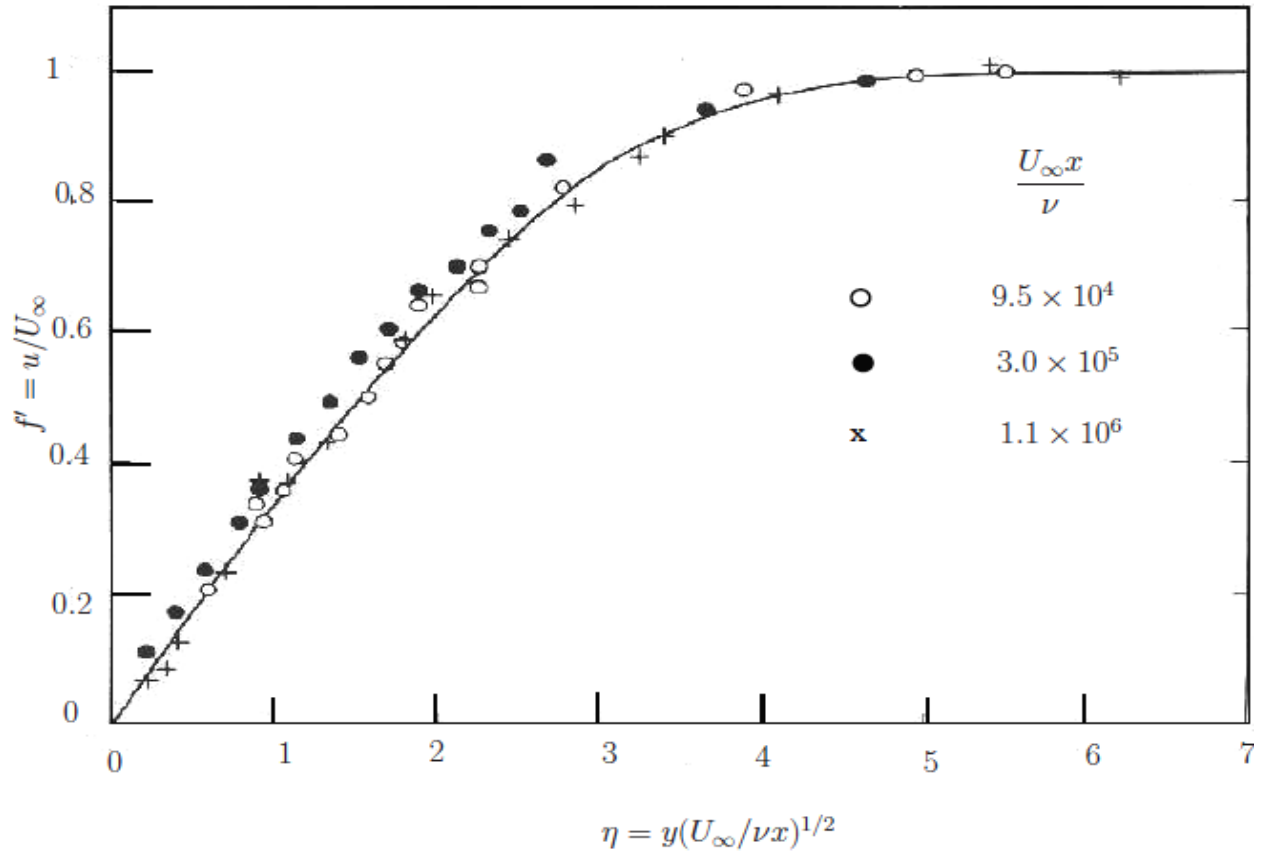


Figure 2.6 : Profil de Blasius comparé aux résultats expérimentaux à $Re \in \{9,4 \times 10^4, 6,1 \times 10^5\}$ [14].

2.5 Phénomènes liés à la couche limite :

Dans le cas général d'un fluide Newtonien en écoulement plan incompressible, $div(\vec{v}) = 0$, le tenseur des contraintes visqueuses est de la forme [5] :

$$\underline{\underline{\tau}} = \begin{pmatrix} 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

On rappelle également que le tenseur des contraintes rassemble les efforts de pression et les contraintes visqueuses :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p\underline{\underline{\delta}} + \underline{\underline{\tau}} \quad (2.33)$$

Où $\underline{\underline{\delta}}$ désigne le tenseur unité. Dans la région de couche limite, le tenseur des contraintes peut s'écrire en fonction des variables adimensionnées, $\bar{p}, \bar{u}, \bar{x}, \bar{v}, \bar{y}$, précédemment définies :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \rho U_\infty^2 \begin{pmatrix} -\bar{p} + \frac{2}{Re} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} & \frac{1}{\sqrt{Re}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{Re^{3/2}} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} \\ \frac{1}{\sqrt{Re}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{Re^{3/2}} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} & -\bar{p} + \frac{2}{Re} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Si on ne retient alors que la première correction due à la viscosité (terme en $1/\sqrt{Re}$) quand $Re \rightarrow \infty$, on obtient simplement :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \rho U_\infty^2 \begin{pmatrix} -\bar{p} & \frac{1}{\sqrt{Re}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \\ \frac{1}{\sqrt{Re}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} & -\bar{p} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Soit encore, en revenant en variables dimensionnées :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} -p & \mu \frac{\partial u}{\partial y} \\ \mu \frac{\partial u}{\partial y} & -p \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

La contrainte en chaque point de la paroi de la plaque plane considérée dans la section précédente est donc donnée par :

$$\underline{t} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n} \quad (2.37)$$

Avec \underline{n} le vecteur unitaire normal à la paroi, égal à $(0,1)^T$ dans le cas de la plaque plane, soit :

$$\underline{t} = \begin{pmatrix} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \\ -p_e(x) \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

La contrainte pariétale a donc deux composantes : une composante normale égale à la pression $P_e(x)$ et une composante tangentielle appelée force ou contrainte de frottement et notée classiquement :

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.39)$$

Cette contrainte peut être normalisée par la pression dynamique $\frac{1}{2} \rho U_e^2$, on obtient ainsi un coefficient sans dimension dit coefficient de frottement local :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_e^2} \quad (2.40)$$

Connaissant ce profil de vitesse, on peut calculer facilement le coefficient de frottement à la paroi :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = \frac{2\nu}{U_\infty^2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{2\nu}{U_\infty} (f''(\eta))_{\eta=0} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.41)$$

Finalement,

$$C_f = \frac{2f''(0)}{\sqrt{Re_x}} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.42)$$

La force totale de frottement, ou traînée de frottement, qui s'exerce par exemple sur la partie supérieure d'une plaque de longueur L s'exprime comme la somme des contraintes locales, c'est-à-dire, puisque ces contraintes sont définies de façon continue (pour toute abscisse x sur la plaque comptée à partir du bord d'attaque de celle-ci), comme leur intégrale sur la longueur de la plaque. Soit :

$$F_{total} = F_x = \int_0^L \tau_\omega dx \quad (2.43)$$

Cette traînée de frottement, peut être rendue sans dimension en divisant son expression par le produit d'une pression dynamique de référence et de la "surface" en contact avec le fluide (dans le cas bidimensionnel considéré ici cette "surface" correspond en fait au produit de la longueur L de la plaque par une flèche de longueur unité suivant la profondeur de cette page). On définit donc le coefficient de traînée de frottement par [4] :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U_e^2 L} = \frac{1}{L} \int_0^L C_f dx \quad (2.44)$$

2.6 Epaisseur de la couche limite :

Dans le cadre de l'établissement des équations de la couche limite, la notion d'épaisseur de la couche limite est délicate à définir, on connaît simplement son ordre de grandeur, L/\sqrt{Re} , si on se place à l'échelle du fluide parfait (\bar{y}), l'épaisseur de la couche limite est nulle, alors que à l'échelle de la couche limite (\tilde{y}) cette épaisseur est infinie. Pour lever cette indétermination, on définit classiquement l'épaisseur δ de la couche limite comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse dans la couche limite atteint 99% de la valeur de la vitesse extérieure u_e , soit :

$$\frac{u(x, \delta(x))}{u(x)} = 0.99 \quad (2.45)$$

Cette définition n'est pas vraiment satisfaisante dans la mesure où elle est purement conventionnelle et ne traduit pas un caractère physique de l'écoulement. On peut caractériser l'épaisseur de la couche limite par des quantités beaucoup plus significatives du point de vue physique : l'épaisseur dite de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement.

2.6.1 Epaisseur du déplacement :

L'épaisseur de déplacement δ^* correspond à la perte de débit massique au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait,

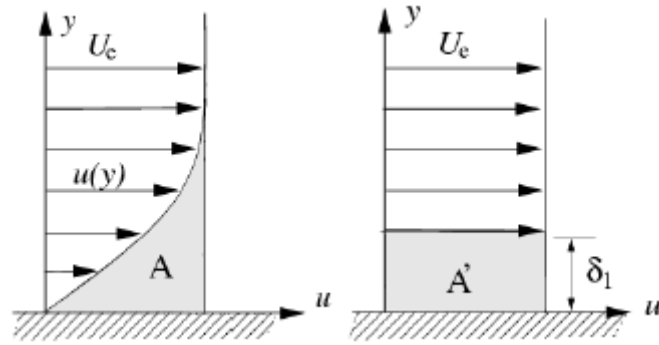


Figure 2.7 : Epaisseur du déplacement.

Les lignes de courant en écoulement visqueux sont déplacées par rapport à leurs positions en fluide non visqueux. Ce déplacement est exploité pour définir une épaisseur tel que les aires A et A' soient égales :

$$A = \int_0^{\delta} (U_e - u) dy = A' = \delta^* U_e \quad (2.46)$$

Donc on peut en déduire que :

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (2.47)$$

Soit, Q_p le débit massique du fluide parfait, et Q_v celui du fluide visqueux,

$$Q_p = \int_0^{\delta} \rho_e u_e dy \quad (2.48)$$

$$Q_v = \int_0^{\delta} \rho u dy \quad (2.49)$$

Alors :

$$\int_0^{\delta} \rho_e u_e dy - \int_0^{\delta} \rho u dy = \rho_e u_e \delta^* \quad (2.50)$$

Donc, en supposant un l'écoulement incompressible ($\rho = cste$), δ^* peut s'exprimer en fonction du profil de vitesse dans la couche limite normalisé par la vitesse extérieure :

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (2.51)$$

2.6.2 Epaisseur de la quantité de mouvement :

L'épaisseur de quantité de mouvement θ correspond à la perte de quantité de mouvement dans la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait (à débit masse $\int_0^{\delta} \rho u dy$ donné),

Soit :

$$\int_0^\delta \rho u \, dy \times u_e - \int_0^\delta \rho u^2 \, dy = \rho u^2 \theta \quad (2.52)$$

θ , est donc donnée par :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (2.53)$$

Le facteur de forme H est défini comme le rapport des deux grandeurs ci-dessus soit :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (2.54)$$

Ce paramètre joue un rôle important dans la description de l'évolution d'une couche-limite et apparaît souvent dans les critères pratiques de décollement.

2.7 Transition laminaire-turbulent :

Considérons une couche limite laminaire sur une plaque plane. Le mot « laminaire » traduit bien la réalité de l'observation : l'écoulement dans la couche limite est très régulier, formé de « lamelles » de fluide glissant les unes sur les autres. Quantitativement, on a vu que l'épaisseur de cette couche limite croît en racine carrée de la distance x mesurée depuis le bord d'attaque de la plaque ; plus précisément même on sait que, $\delta(x)/x$ varie comme l'inverse de la racine carrée du nombre de Reynolds local. L'observation expérimentale du développement d'une telle couche limite de plaque plane permet de constater que pour des nombres de Reynolds compris entre 3×10^5 et 3×10^6 la couche limite perd son aspect régulier « écoulement laminaire » pour devenir chaotique « écoulement turbulent » (voir **figure 2.8**). Cette transition de la couche limite vers la turbulence trouve l'une de ses origines.

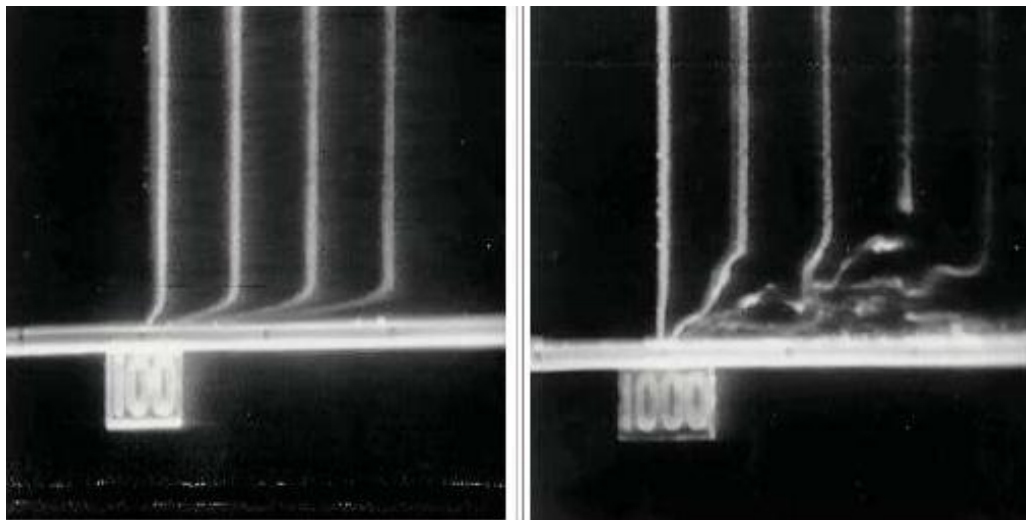


Figure 2.8 : *Gauche* : le nombre de Reynolds local est inférieur au Reynolds critique : la CL est laminaire. *Droite* : le nombre de Reynolds local est supérieur au Reynolds critique : la CL devient turbulente et une agitation à grande échelle de l'écoulement, induisant un mélange intense des couches de fluide, est visible. Cette visualisation provient de l'Iowa Institute of Hydraulic Research, University of Iowa.

Essentielles dans des phénomènes d'instabilité : lorsque le nombre de Reynolds local Re_x dépasse une valeur critique Re_c , les petites perturbations de l'écoulement deviennent instables et leur croissance rapide provoque la transition de l'écoulement vers la turbulence. Ces perturbations peuvent être dues par exemple à des irrégularités de la paroi solide (paroi rugueuse et non pas lisse), à des variations de température, à un bruit de fond... On connaît mal les mécanismes exacts de la transition, qui reste un sujet de recherche important et on se contentera ici de décrire succinctement la transition du régime laminaire au régime turbulent sur une plaque plane. La localisation du point de départ de cette transition dépend de nombreux facteurs tels que la présence d'un gradient de pression (favorable ou adverse), l'état de surface, le niveau de turbulence dans l'écoulement incident...

Une fois la valeur du Reynolds critique atteinte, on passe d'un écoulement laminaire stable au bord d'attaque de la plaque à un écoulement instable contenant des ondes bidimensionnelles dites ondes de Tollmien-Schlichting, qui se propagent dans la direction de l'écoulement moyen ; l'apparition de ces ondes peut être prédite par une théorie de stabilité dite linéaire, mais la suite du processus de transition est fondamentalement non-linéaire. Les ondes de Tollmien-Schlichting présentent bientôt des variations dans la direction transverse à l'écoulement et des ondes tridimensionnelles ainsi que des tourbillons en épingle à cheveu apparaissent dans l'écoulement. Ces tourbillons vont ensuite se désagréger et générer des fluctuations de l'écoulement complètement tridimensionnelles, les fluctuations les plus intenses génèrent des spots turbulents qui vont finalement s'agglomérer plus en aval dans l'écoulement pour former un écoulement totalement turbulent. Certaines étapes de ce processus de transition peuvent être éliminées en présence par exemple d'un gradient de pression adverse qui provoque la séparation de la couche limite, caractérisée par des profils de vitesse particulièrement instables.

Comme on le verra ultérieurement, les caractéristiques d'une couche limite laminaire et d'une couche limite turbulente vis-à-vis du frottement et du décollement étant bien différentes, il est important pour l'ingénieur de pouvoir estimer le point de transition d'une couche limite. Dans la pratique, l'ingénieur utilise souvent des critères de transition empiriques, basés sur des nombres de Reynolds caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, dans le cas de l'écoulement sur une plaque plane, l'abscisse de transition x_{tr} est parfois définie telle que, $Re_{x_{tr}} \approx 5 \times 10^5$ mais cette formule a une validité limitée. Des critères plus généraux font intervenir par exemple un nombre de Reynolds local Re_x basé sur la distance x le long de la paroi sur laquelle se développe, cette couche limite et un nombre de Reynolds Re_θ basé sur une épaisseur caractéristique de cette couche limite, l'épaisseur de quantité de mouvement θ . Ainsi, *Michel* a proposé en 1952, sur la base de corrélations de résultats expérimentaux, de caractériser l'abscisse de transition par la formule :

$$(Re_\theta)_{trans} \approx 2.9(Re_x)_{trans}^{0.4} \quad (2.55)$$

Ce critère a été généralisé en 1974 par *Cebeci* et *Smith* qui proposent la relation suivante au point de transition :

$$(Re_\theta)_{trans} \approx 1.174 \left[1 + \frac{22400}{(Re_x)_{trans}} \right] (Re_x)_{trans}^{0.4} \quad (2.56)$$

2.8 Résultats de la solution de Blasius :

D'après la relation (2.44), le coefficient de frottement peut être calculé comme suite, en vue de la solution de Blasius.

$$C_f = \frac{2f''(0)}{\sqrt{Re_x}} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.57)$$

Où on rappelle que le nombre de Reynolds local est défini par $Re_x = \frac{U_\infty x}{\nu}$, On constate également au vu du tableau numérique des valeurs de $f'(\eta)$ que l'on a, à peu près :

$u = 0.99U_\infty$ pour $\eta = 5$, de sorte que l'on peut écrire :

$$\frac{\delta}{x} \approx \frac{5}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.58)$$

Enfin les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement qui correspondent à la solution de Blasius sont telles que :

$$\begin{cases} \delta^* = 1.72 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \\ \theta = 0.664 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \end{cases} \quad (2.59)$$

Comme annoncé dans la section 2.7, on peut illustrer l'utilisation de critères empiriques de transition pour le cas d'une couche limite se développant sur une plaque plane en l'absence de gradient de pression. Le critère de Michel s'appuie sur Re_θ et Re_x , compte tenu de la relation ci-dessus, on sait que :

$$Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} = \frac{U_\infty}{\nu} \times \frac{0.664x}{\sqrt{Re_x}} = 0.664 \sqrt{Re_x} \quad (2.60)$$

Et on en déduit donc que :

$$Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} = \frac{U_\infty}{\nu} \times \frac{0.664x}{\sqrt{Re_x}} = 0.664 \sqrt{Re_x} \quad (2.61)$$

On peut alors appliquer le critère de transition en écrivant que le point de transition x_{tr} est tel que :

$$(Re_\theta)_{trans} = 0.664(Re_{x_{tr}})^{0.5} = 2.9(Re_{x_{tr}})^{0.4} \quad (2.62)$$

Et on trouve que :

$$Re_{x_{tr}} = 2\,525\,000$$

Ce qui est très proche des valeurs observées expérimentalement pour la transition vers la turbulence sur une plaque plane lisse en l'absence de turbulence dans l'écoulement incident [5].

CHAPITRE 3 : Contrôle du décollement de la couche limite

3.1 Les effets indésirables de la couche limite :

La couche limite a plusieurs effets indésirables, parmi ces effets on trouvera la traînée de frottement, le décollement et le décrochage.

3.1.1 La traînée de frottement :

Les molécules d'air en contact avec la surface d'un profil sont freinées par les forces de frottement. Ces forces sont telles que la vitesse des filets d'air est nulle au contact du profil. Ce n'est qu'à une certaine distance du profil que la vitesse des filets devient uniforme. Dans l'épaisseur de cette couche, la vitesse des filets d'air varie progressivement en raison de la viscosité de l'air, qui correspond à un frottement moléculaire interne.

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord d'attaque, la somme des forces de frottement augmente en raison de l'augmentation de la surface du profil et l'épaisseur de la couche limite augmente, autrement dit, lorsque la couche limite transite, la traînée de frottement croît brusquement.

La traînée de frottement engendre une surconsommation du carburant ça veut dire une pollution de l'atmosphère.

3.1.2 Le décollement :

La couche limite peut se détacher de la paroi, et ce décollement dépend de la vitesse de l'écoulement (nombre de Reynolds) et de la dimension de l'objet, par la suite nous citons un exemple sur l'influence de nombre de Reynolds sur le décollement.

Une sphère de diamètre de 10 cm est soumise à un écoulement, dans le premier essai le nombre de Reynolds est très petit (environ 10), d'après les résultats l'écoulement est similaire à un écoulement en fluide non visqueux loin de l'obstacle mais l'effet de la viscosité est important près de la paroi par contre le décollement n'aura pas lieu.

Mais si on augmente la vitesse (nombre de Reynolds entre 30 et 50), la couche limite se détache de l'objet, en un point particulier qui dépend des paramètres de la couche limite [15].

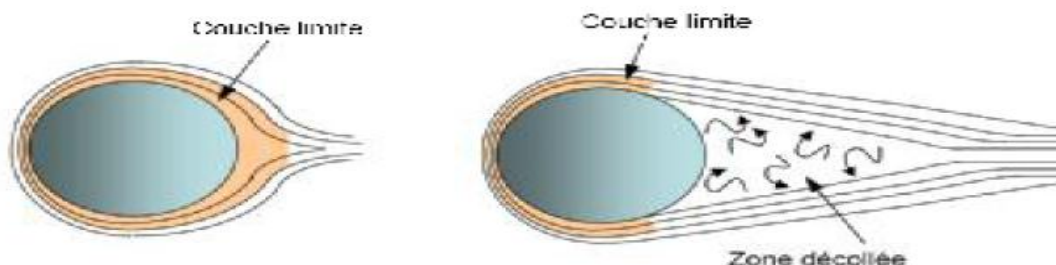


Figure 3.1 : Décollement de la couche limite sur une sphère quand le nombre de Reynolds augmente.

Dans les deux cas on assiste à une traînée de viscosité due à la variation de la vitesse de la couche limite à l'interface de l'objet.

Dans le deuxième cas, les particules d'air sont animées d'un mouvement entretenu par les forces d'inertie (advection) et retardées par des forces de viscosité se traduisant par un frottement pariétal. En présence d'un gradient de pression, peut s'exercer une action favorable (dans le sens de l'advection) ou défavorable (dans le sens contraire à l'advection). Le sens de cette action est déterminé par le signe du gradient de pression. Cet équilibre des forces mises en jeu dans la couche limite se traduit en tout instant par l'équation de quantité de mouvement (2.18) sur chaque direction de l'écoulement.

En vertu de la relation de Bernoulli, par une augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement. On sait que l'effet de la viscosité est de ralentir l'écoulement (en transportant par diffusion de la quantité de mouvement des régions de vitesses élevées vers les régions de vitesses faibles) et que cet effet est d'autant plus important près de la paroi. Par ailleurs, comme les variations de pression suivant y sont négligeables dans la couche limite, on retrouve le gradient de pression positif $\partial p / \partial x$ au voisinage de la paroi, dans la zone de faible vitesse. Si ce gradient de pression est suffisamment fort, il va diminuer la quantité de mouvement des particules fluides qui se déplacent au voisinage de la paroi dans une proportion telle que la vitesse de ces particules va finir par s'annuler puis par devenir négative : on dit alors que la couche limite décolle.

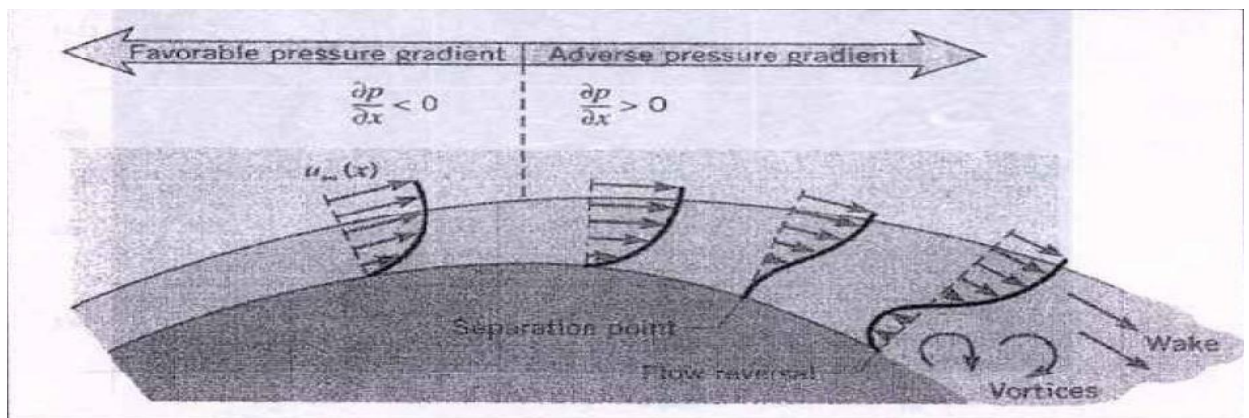


Figure 3.2 : Décollement de la couche limite.

On définit l'abscisse de décollement comme la position en laquelle la contrainte de frottement pariétal s'annule.

La couche limite devient de plus en plus « fragile » au fur et à mesure que la zone de recompression est rapide (forte courbure).

3.1.3 Le décrochage :

En vol de croisière, à faible angle d'attaque, les filets d'air glissent le long de l'intrados et de l'extrados pour se rejoindre au bord de fuite comme des « lames » bien parallèles : c'est un écoulement à régime laminaire.

Si l'angle d'attaque augmente, entre 10 et 20 (tout dépend du profil d'aile), il n'y a plus de dépression, le gradient de pression positif à l'extrados du profil tend à augmenter pour une valeur critique de l'incidence la portance ne peut donc plus équilibrer le poids, l'aile n'est plus « accrochée », on dit qu'elle décroche.

Le décrochage est une perte de portance ou, plus exactement le décrochage est la conséquence d'une diminution plus ou moins brusque de la portance provoquée par le décollement des filets d'air de l'extrados (couche limite) à grand angle d'attaque, l'écoulement des flux d'airs est alors à régime tourbillonnaire.

3.2 Contrôle passif et actif de la couche limite :

Le contrôle de la couche limite consiste en des actions localisées sur la paroi pour modifier et contrôler les phénomènes qui apparaissent dans la couche limite (transition, décollement...), nous donnerons par la suite les objectifs recherchés par le contrôle et quelques méthodes développées pendant ces dernières années.

3.2.1 Pourquoi contrôler un écoulement ?

Actuellement, le contrôle des écoulements, particulièrement le contrôle de décollement de la couche limite notamment dans le domaine de l'aérodynamique suscite de nombreux intérêts et il est en plein développement car il répond à des exigences industrielles comme par exemple d'améliorer la sécurité des vols et leur confort, il est aussi question de réduire la consommation du carburant ce qui se traduit par une économie d'énergie et par la diminution des émissions de gaz et ces objectifs industriels peuvent se traduire en objectifs d'aérodynamicien comme la réduction de la traînée et le recul de l'incidence de décrochage et l'augmentation de la portance à forte incidence et à faible vitesse permettrait également d'élargir le domaine de vol et d'augmenter la manœuvrabilité, ce qui est particulièrement intéressant pour les applications militaires. Donc les enjeux sont considérables et de nombreuses études ont été menées sur le plan expérimental pour trouver des moyens efficaces capables de contrôler la couche limite, il existe différentes options pour optimiser le contrôle, qui peuvent être des solutions passives ou actives.

3.2.2 Comment contrôler un écoulement ?

Il ya plusieurs façons différentes de classer les stratégies de contrôle pour arriver à l'effet désiré, ces classifications sont basées sur le mode de fonctionnement de l'actionneur. L'actionneur est le dispositif mécanique, pneumatique, électrique ou acoustique destiné à interagir avec l'écoulement pour lui donner le comportement souhaité. Il existe deux grandes stratégies de contrôle : le contrôle passif et le contrôle actif.

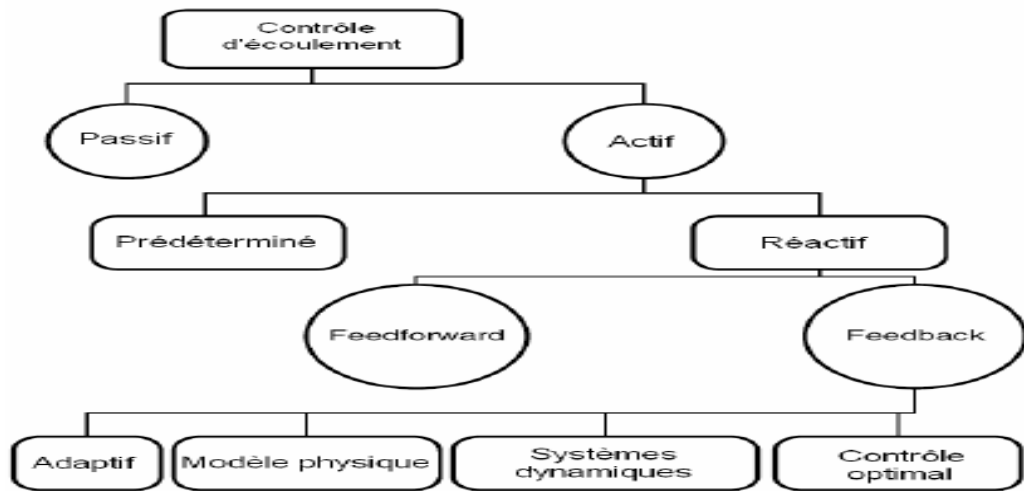


Figure 3.3 : La classification des stratégies de contrôle.

3.2.3 Contrôle passif :

Dans ce type de contrôle, on peut modifier l'écoulement sans avoir besoin d'apport de masse ou d'énergie. Il peut être basique comme par exemple la forme du profil qui définit un gradient de pression, ce gradient peut être favorable à une couche limite laminaire ($\partial p / \partial x < 0$) sur une grande partie de corde, ou il peut être volontairement défavorable ($\partial p / \partial x > 0$) pour provoquer une transition vers une couche limite turbulente. Ce type de contrôle peut aussi être constitué de parties amovibles comme les volets hypersustentateurs de bord d'attaque ou de bord de fuite qui permettent d'augmenter la trainée tout en retardant le décrochage lors des phases d'atterrissage.

Il existe aussi d'autres systèmes plus complexes destinés, soit à provoquer les transitions ou retarder les décollements de la couche limite.

Dans la suite nous présentons quelques exemples d'actionneurs passifs utilisés dans le contrôle d'écoulement.

3.2.3.1 Actionneurs magnétiques à volet passif :

Il consiste en un volet en poly silicone supporté par deux poutres flexibles droites sur un substrat. Une couche d'alliage est déposée sur la surface du volet et l'oblige à s'aligner avec les lignes du champ magnétique d'un aimant permanent (**figure 3.4**).

Il a une aptitude à fournir une grande force et de plus grands déplacements que les actionneurs électrostatiques courants. Son inconvénient est d'avoir une partie mobile (volet) qui représente un point de faiblesse dans les écoulements à grande vitesse [2].

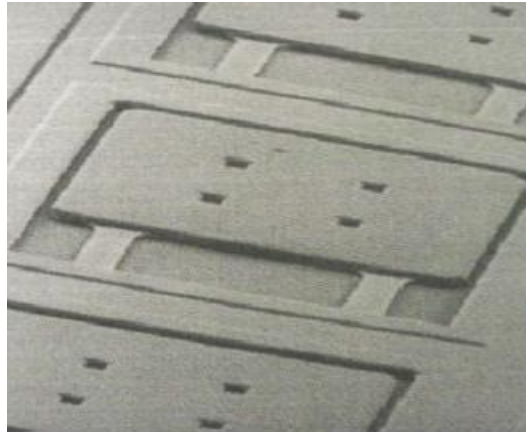


Figure 3.4 : Actionneur magnétique à volet passif[2].

3.2.3.2 le générateur de vortex passif :

Le principe est de créer des tourbillons longitudinaux de la taille des structures existantes dans la couche limite qui vont redonner de l'énergie au fluide dans la partie basse de la couche limite et ainsi en réduire la tendance au décollement. Ces moyens passifs sont efficaces et utilisés sur certains avions civils et de combat. Leur inconvénient est d'augmenter notablement la traînée dans tout le domaine du vol [2].



Figure 3.5 : Illustration d'un générateur de vortex passif type Tabs, installés sur Stewart Headwind[2].

3.2.3.3 les Riblets :

Les riblets sont des surfaces striée (rainurée) dans le sens de l'écoulement, qui orientant la couche limite turbulente dans une direction longitudinale afin de réduire le cisaillement transversal, ces rainures ayant en général une forme triangulaire.

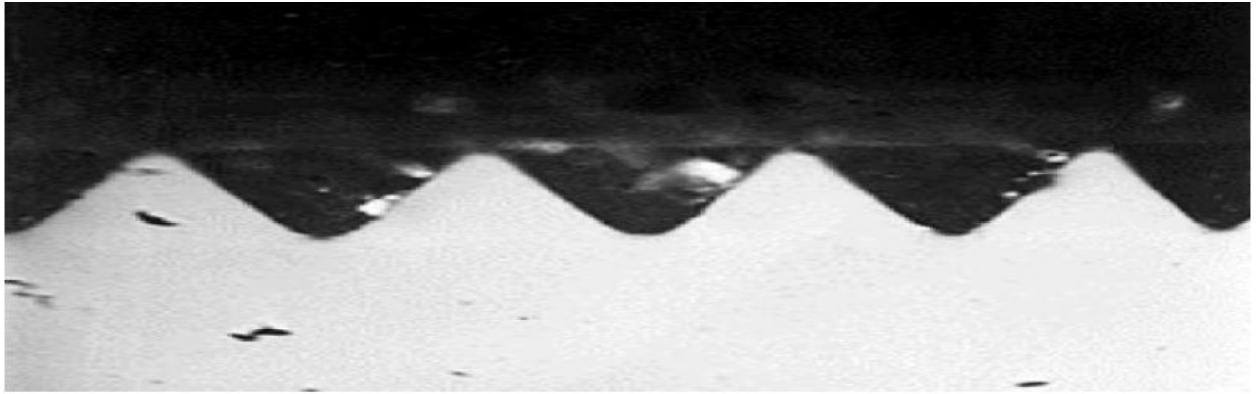


Figure 3.6 : Exemple de section transversale d'une paroi rainurée en forme de V[6].

Dans le domaine de la réduction de traînée, la diminution du frottement constitue un enjeu considérable pour les applications aéronautiques industrielles futures. Parmi tous les procédés passifs envisagés pour contrôler, manipuler la couche limite turbulente en vue d'atteindre un tel objectif. Les parois rainurées ou riblets ont montré un fort potentiel, faisant suite à de nombreux travaux réalisés pendant ces deux dernières décennies dans des laboratoires de recherche, quel que soit le régime de l'écoulement, subsonique, transsonique ou supersonique, on a des réductions maximales sur la traînée de frottement de 6 à 8%, ont pu être obtenues et confirmées pour des rainures de section transversale triangulaire. Des essais sur des maquettes d'avion de transport moderne en soufflerie industrielle ont également validé les résultats mis en évidence sur des corps de forme générique par le biais de moyens de laboratoire. Enfin, les essais en vol conduits par airbus industrie et ses partenaires sur l'avion prototype A320 ont clairement montré que la réduction de la traînée due aux riblets était maintenant bien établie dans les milieux aérodynamiques et aéronautique. L'application industrielle de cette modification de paroi à l'avion se heurte encore à plusieurs obstacles tels que le vieillissement et la dégradation dans le temps des caractéristiques géométriques des parois rainurées, la résistance du revêtement aux rayons ultraviolets, mais aussi le temps d'installation (et d'enlèvement) et l'excédent du poids qu'ils induisent, du même ordre de grandeur que celui attribué à une couche de peinture. Tous ces éléments devront être pris en compte par l'industriel de la construction aéronautique en cas d'une application futur. A titre indicatif, une application opérationnelle par airbus Industrie est en cours sur un avion long-courrier, En coopération avec la société 3 Met Cathay Pacific. Des applications diverses sont également réalisées ou envisagées dans le milieu automobile ou naval (bateau de la coupe de l'America, huile avec barreaux de la course Cambridge oxford, combinaison de nage...) mais n'ont pas suscité un intérêt pour le milieu aéronautique [6].

3.2.4 Contrôle actif :

Dans ce type de contrôle, des techniques ont été développées dans lesquelles une énergie ou une puissance auxiliaire est introduite dans l'écoulement et qui a pour but de le contrôler, cet apport d'énergie il peut être :

- pneumatique : soufflage, aspiration, jets pulsés, jets synthétiques,
- mécanique : parois mobiles, volets, becs,

– électrique : plasma froid (effet couronne)

Le contrôle actif est lui-même subdivisé en deux catégories : **prédéterminé** ou **réactif**.

En contrôle prédéterminé l'énergie est appliquée au niveau des actionneurs sans regard sur l'état de l'écoulement, la boucle de contrôle dans le contrôle prédéterminé est ouverte et il n'y a pas besoin de capteurs (**figure 3.7**).

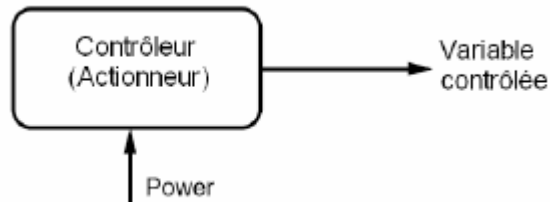


Figure 3.7 : Prédéterminé, boucle ouverte de contrôle.

Le contrôle réactif est une catégorie particulière de contrôle actif, et qui permet d'agir en fonction de l'écoulement ou il ya une nécessité d'utilisation des capteurs, La boucle de contrôle peut être de deux types :

- Chaîne directe (Feedforward) : dans ce cas les capteurs sont placés à l'amont de l'actionneur, (figure3-8).

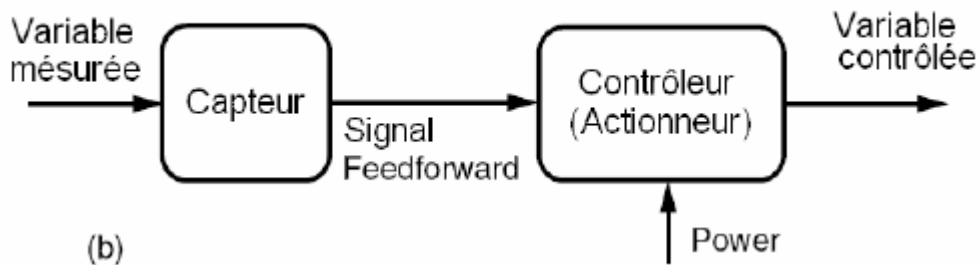


Figure 3.8 : Réactif, Feedforward-boucle ouverte de contrôle.

- Chaîne de retour (Feed-back) : dans ce cas, les capteurs sont placés à l'aval de l'actionneur pour mesurer son influence sur les paramètres de l'écoulement. Les variables contrôlées sont comparées avec une variable référence à l'amont, une loi de contrôle étant utilisée pour moduler l'énergie entrante au niveau de l'actionneur, (**figure 3.9**).

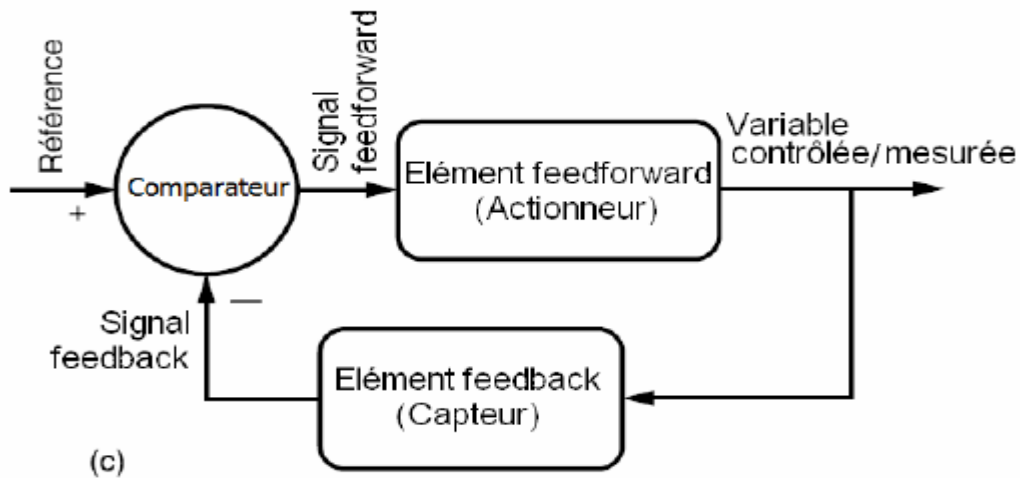


Figure 3.9 : Réactif, Feed-back –boucle fermée de contrôle.

Pour contrôler une séparation (décollement), par exemple, et du point de vue du contrôle, nous pouvons distinguer, selon la ligne de séparation, deux cas : stationnaire (Stationary Separation Line -SSL) ou mobile (Moving separation line - MSL) (**figure 3.10**).

Dans le cas de séparation de type SSL, les actionneurs se situent directement au point connu de séparation. Par contre, dans le cas d'écoulement de type MSL, ils doivent se situer à proximité de la ligne de séparation dont la position est variable et inconnue à priori (**figure 3.10**). Dans le cas d'une aile, on trouve que la ligne de séparation de la couche limite se déplace avec l'augmentation de l'incidence. Ainsi pour contrôler cet écoulement au moyen d'actionneurs, il est nécessaire de connaître le lieu du point de séparation en temps réel pour activer seulement les actionneurs situés le long de la ligne de séparation. Les capteurs du bord d'attaque détectent le lieu de séparation pour activer les actionneurs les plus proches de ce lieu. Parallèlement, les capteurs du bord de fuite détectent le lieu de rattachement de l'écoulement.

La **figure 3.10** montre le principe général pour les deux types d'écoulement (SSL et MSL).

Dans les deux cas, les informations qui sont obtenues par les capteurs situés sur la surface sont transmises à un ordinateur pour prédéterminer l'état du champ d'écoulement contrôlé. Les différences entre l'état mesuré et désiré de l'écoulement sont utilisées pour piloter les actionneurs d'une manière qui force l'écoulement vers l'état désiré [2].

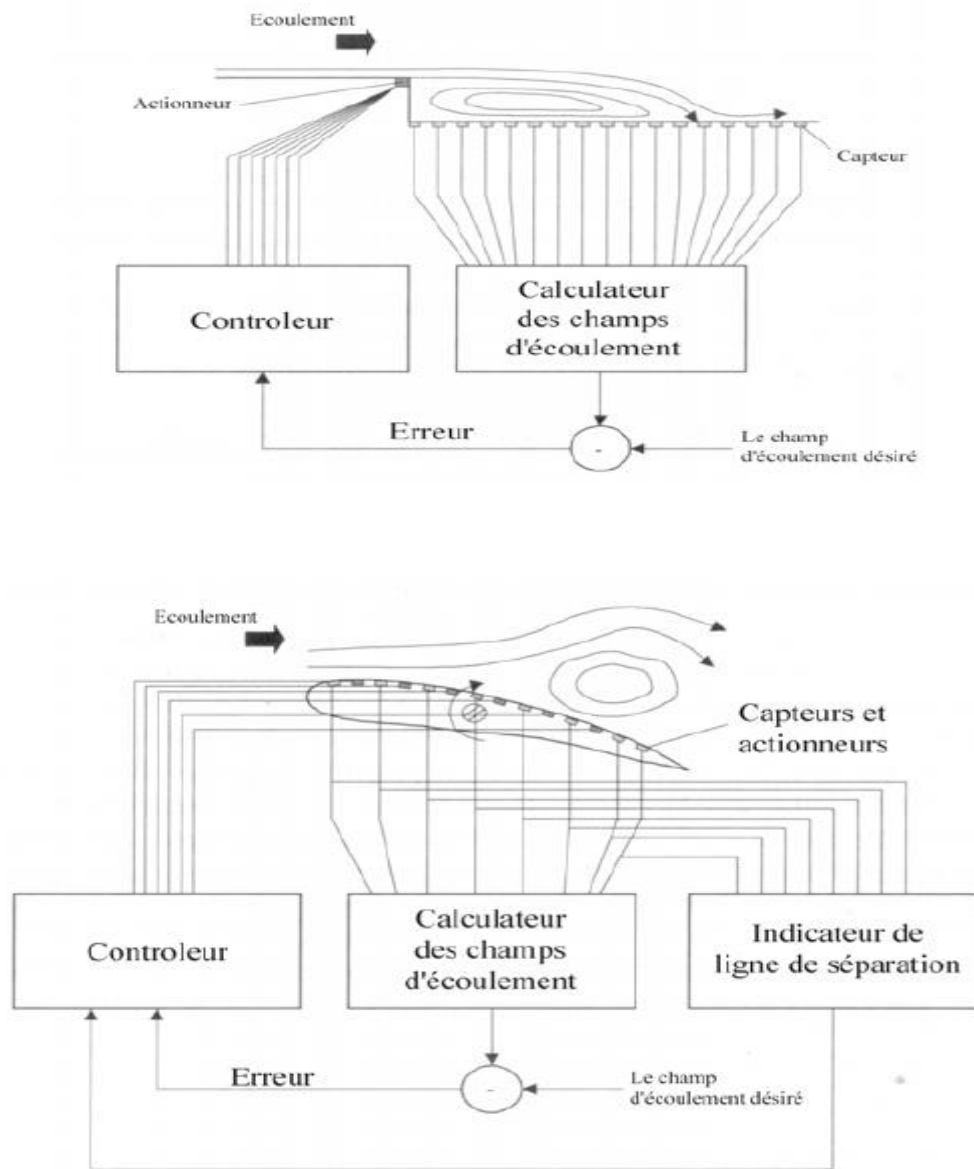


Figure 3.10 : Diagramme blocs des systèmes de contrôle autonome pour un écoulement de (SSL) en haut et (MSL) en bas[2].

Par la suite nous allons définir quelques différents types de d'actionneurs utilisés dans le domaine de contrôle actif d'écoulement.

3.2.4.1 Les actionneurs :

Les actionneurs sont utilisés comme des sources de turbulence et de quantité de mouvement dans la couche limite pour la redynamiser car une couche limite turbulente résiste mieux au décollement, il faut noter que l'application des perturbations se fera au près du point de décollement.

Pour appliquer ces actionneurs il faut qu'il réponde à l'exigence industrielle comme une consommation d'énergie faible et un cout d'installation très faible.

Dans l'industrie aéronautique il existe plein d'actionneurs et ils diffèrent selon leur nature de l'excitation (mécanique, fluide, acoustique, thermique), l'orientation relative par rapport à l'écoulement (actionnement tangentiel ou latéral) et le domaine d'influence (local ou global) [2].

a. Actionneur magnétique à volet actif :

Ce modèle actif a la même construction que le passif mais le mouvement du volet ici est provoqué par un courant variable qui passe dans une bobine en cuivre située sur le volet (**figure 3.11**).

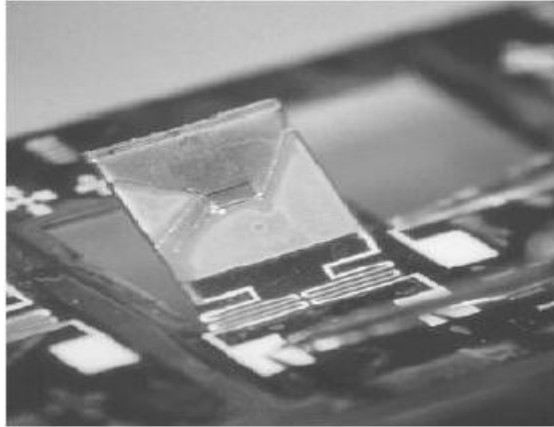


Figure 3.11 : Actionneur magnétique à volet passif[2].

b. Actionneur électrostatique :

Il consiste en une section flottante libre qui est montée sur un substrat en verre, et des poutres croisées. La limite inférieure de la section flottante est typiquement en forme de T (**Figure 3.12**). La tête de l'actionneur oscille avec une amplitude maximum de $70 \mu\text{m}$ à la fréquence de résonance qui peut être ajustée en modifiant la masse et la rigidité de la structure de l'actionneur.

Ce type d'actionneur est fragile à cause de sa petite épaisseur ($12 \mu\text{m}$) limitée par les techniques de fabrication.

Historiquement, les études qui utilisent les actionneurs mécaniques se sont limitées aux écoulements aux basses vitesses à cause de l'incapacité de ces actionneurs mécaniques, du fait de leur grande inertie, à opérer à haute fréquence [2].

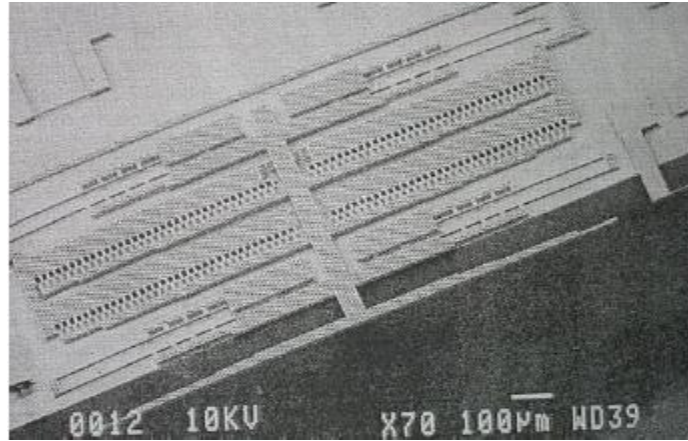


Figure 3.12 : Actionneur électrostatique[2].

c. Les actionneurs thermiques :

Ils fournissent de la chaleur dans la zone proche de la paroi et produisent ainsi une force sur l'écoulement externe due au changement de densité du fluide (cas d'un gaz) ou de viscosité du fluide (cas d'un liquide) (**figure 3.13**). Leur temps de réponse relativement élevé et leur consommation importante d'énergie limitent cependant leur utilisation pour le contrôle actif en aérodynamique [2].



Figure 3.13 : Actionneur thermique[2].

d. Les actionneurs fluidiques :

Les micro-actionneurs qu'on a présentés en haut sont limités, et ces limitations sont dues, à la dissipation thermique pendant le fonctionnement et leur problème de fiabilité et de durée de vie ou encore à la fréquence de fonctionnement faible.

Le principe de fonctionnement des dispositifs fluidiques repose sur l'utilisation d'un écoulement secondaire contrôlant l'écoulement principal.

Beaucoup de chercheurs s'intéressent aux solutions fluidiques qui ont un avantage important de fiabilité, nous allons présenter par la suite quelques actionneurs fluidiques.

➤ Le générateur de vortex (actif)

C'est le même principe avec le générateur passif. La **figure 3.14** montre un générateur de vortex (actif) conçu par Abe et al. De type jet soufflant. Il faut les distribuer correctement sur la surface pour réduire au minimum la traînée supplémentaire (par comparaison aux générateurs de type passif) induite par la masse de fluide injectée dans la couche limite.

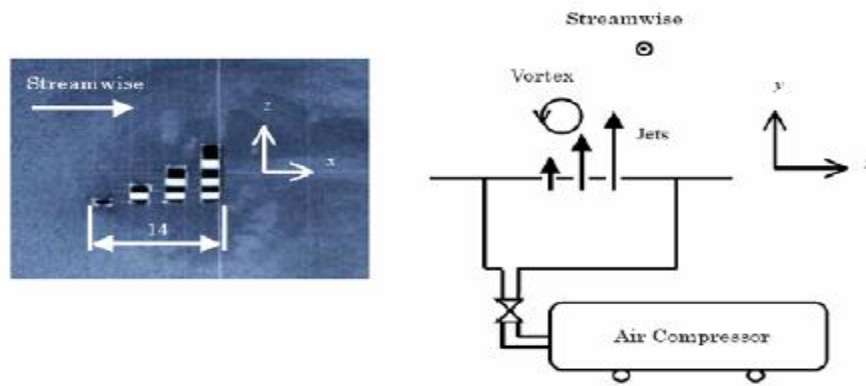


Figure 3.14 : Illustration d'un générateur de vortex actif de type Multiple Hole[2].

➤ Aspiration de la couche limite

Le principe de l'aspiration de la couche limite est basé sur un changement de la distribution de vitesse de l'écoulement externe par l'aspiration de l'écoulement, au niveau d'une fente par exemple, et cela accélère l'écoulement en aval du point d'aspiration, ce qui repousse le point de séparation loin en aval.

Cette technique cherche à maintenir le régime laminaire sur un parcours de la couche limite aussi long que possible pour une diminution considérable de la traînée.

Cette technique n'est concevable que si le nombre de Reynolds n'est pas trop grand ($Re=40 \times 10^6$) c'est à dire sur les ailes, empennage, nacelles....

La **figure 3.15** illustre l'effet de l'aspiration sur le profil de vitesse dans la couche limite.

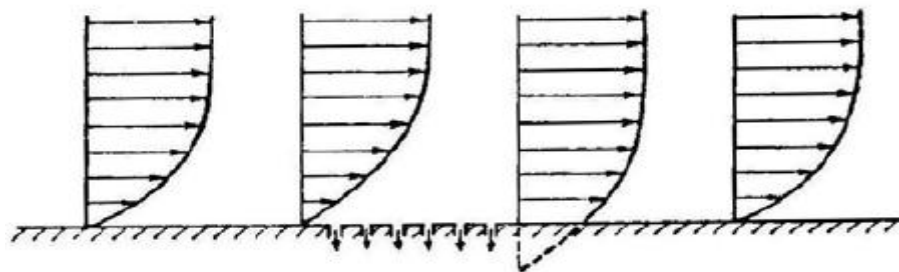


Figure 3.15 : Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration

Aspects successifs du profil des vitesses.

Par la suite on va citer quelques exemples sur l'utilisation de cette technique :

En 1995, la NASA fait voler son F 16 XL avec une aile recouverte d'une peau en titane percée d'une multitude de trous. A la différence du thermo film, cité en avant, ces micros perforations créent une légère succion qui stabilise l'écoulement en retardant l'apparition des turbulences. Le programme visait d'abord à développer une aile pour un futur supersonique civil.

Au même moment, Dassault aviation commence sur Falcon 900 l'étude d'une aile laminaire. Il s'agit d'aspirer la couche limite sur des zones très limitées de l'aile avec une énergie minimale. L'aspiration se fait au niveau de bord d'attaque, le gain immédiat de consommation est de 5%.

Airbus teste à son tour la laminarité hybride en 1998 et annonce un gain de 16 % sur la traînée grâce à ces nouveaux revêtements poreux [6].

➤ Le soufflage de la couche limite

Les premières études de soufflage de la couche limite remontent à 1930 environ, Il s'agit le plus souvent de résultats obtenus sur des profils très épais (pour des raisons d'aménagements intérieurs à la maquette). Ces études ont été poursuivies pendant la Seconde Guerre Mondiale, en particulier par les allemands sur des formes d'ailes en flèche. Elles ont donné lieu à quelques réalisations poussées jusqu'aux essais en vol [4].

Le jet fluide, issu d'une fente de soufflage convenablement orientée par rapport à la paroi, agit de plusieurs manières :

- il communique de l'énergie cinétique à la couche limite qu'il réactive.
- il agit sur l'écoulement potentiel en accélérant, de proche en proche, les couches fluides extérieures, d'où un accroissement de la circulation.

Pour obtenir l'effet recherché par le soufflage il faut communiquer au jet une vitesse faible par rapport à l'écoulement à l'infini à des angles de soufflage inférieur à 90° (soufflage tangentiel).

Donc cette technique a pour but de contrôler et retarder le décollement vers le bord de fuite et aussi pour diminuer le frottement pariétal.

La **figure 3.16** illustre le principe de la technique du soufflage tangentiel.

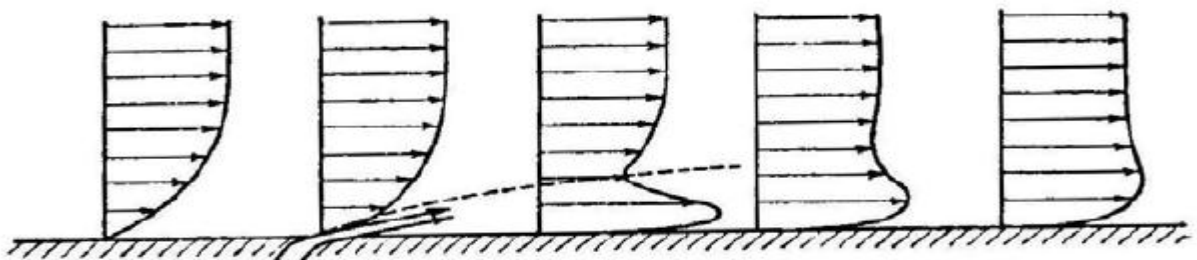


Figure 3.16 : Contrôle de la couche limite par soufflage tangentiel

Aspects successifs du profil des vitesses.

La **figure 3.17** illustre l'influence de soufflage sur une aile équipée d'un volet, braqué à 45°, avec soufflage au niveau de l'articulation.

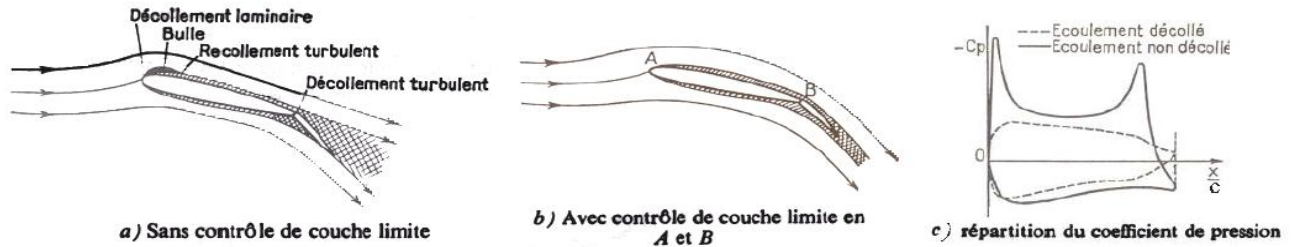


Figure 3.17 : Ecoulement autour d'une aile aux grands angles d'incidence.

➤ Le jet synthétique

Le concept de jet synthétique est assez récent et est issu de l'évolution des systèmes de soufflage et d'aspiration stationnaires. Beaucoup d'études sur ces dispositifs ont été menées mais les recherches s'orientent désormais vers les systèmes instationnaires tels que les jets synthétiques. Le fonctionnement de ces appareils est périodique et comporte une phase d'aspiration suivie d'une phase de soufflage. Le débit de masse moyen d'un jet synthétique est donc nul, ce qui est un avantage certain car cela permet de s'affranchir des problèmes dus au stockage de l'air soufflé ou aspiré. Ces actionneurs sont constitués d'une cavité, d'une membrane activable par exemple piézo-électrique ou acoustique ou mécanique (piston) et d'un orifice.

Ce type d'actionneur à deux objectifs, apporter de l'énergie à la couche limite en accélérant les zones les plus lentes, et créer des structures tourbillonnaires qui vont homogénéiser la vitesse en proche paroi.

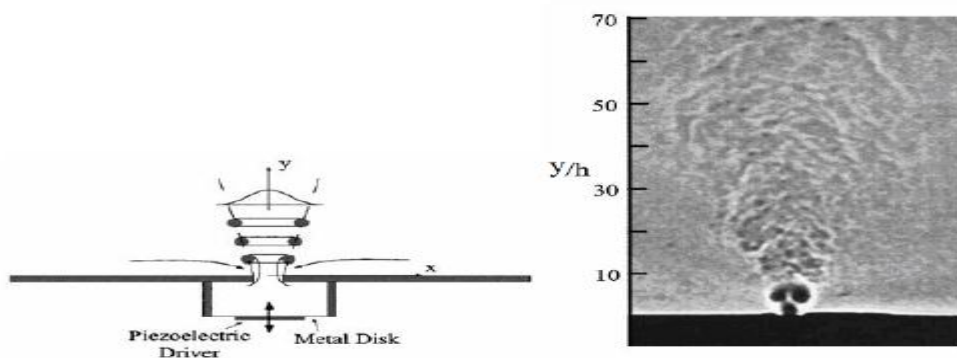


Figure 3.18 : Jet synthétique[2].

CHAPITRE 4 : Travail expérimental

Le but de ce chapitre c'est de présenter le dispositif expérimental : la soufflerie et ses différents éléments, les appareils de mesure utilisés, le dispositif de soufflage, ainsi que la présentation des résultats obtenus pour les coefficients de portance et de traînée, sous les différentes conditions de mesures.

4.1 Dispositif expérimental et moyens de mesure :

4.1.1 Présentation de la soufflerie :

Une soufflerie est une installation utilisée en aérodynamique, qui est une branche de la mécanique des fluides qui s'intéresse aux phénomènes résultants des mouvements relatifs d'un corps par rapport au fluide dans lequel il est plongé. Le principe de la soufflerie est basé sur la relativité existante entre l'écoulement aérodynamique d'un fluide autour du corps en mouvement et l'écoulement d'un fluide (pas forcément le même) autour d'une maquette fixe représentant ce corps.

On peut classer les souffleries selon leur taille, vitesse, disposition et leur circuit.

Dans notre étude on utilise la soufflerie du département qui est de type aspirante à faible vitesse ($M \leq 0.3$), l'air est en mouvement par rapport au corps à étudier, il arrive à la veine d'essais par l'intermédiaire d'un ventilateur entraîné par un moteur électrique, la vitesse de l'air est en fonction de l'ouverture ou de la fermeture de la vanne réglable. Les ailes sont maintenues par un support de façon à perturber le moins possible l'écoulement à l'aval de l'aile, elle nous permet de :

- effectuer des relevés de vitesse.
- étudier le développement de la couche limite sur une plaque plane.
- études de l'écoulement avec la répartition de pression autour d'une aile ou bien d'un cylindre.
- visualisation de l'écoulement si la soufflerie est équipée d'un générateur de fumée.

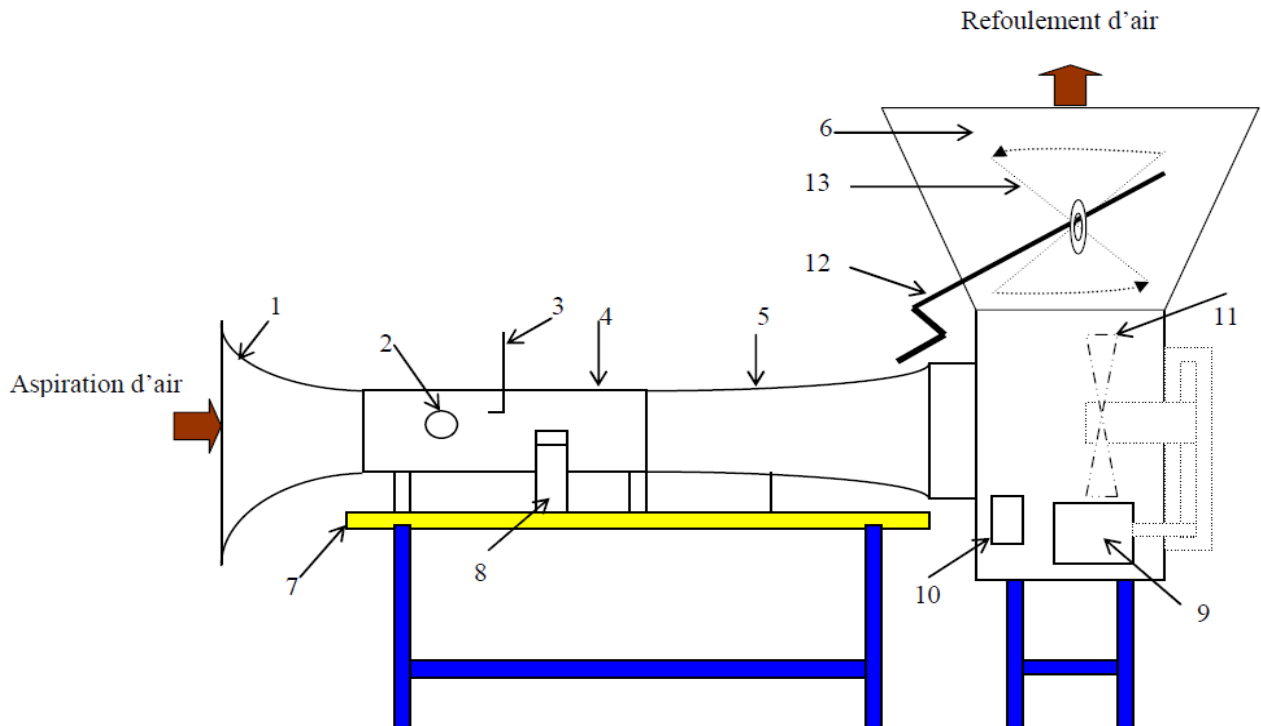


Figure 4.1 : Soufflerie subsonique.

1-Convergent

2-Hoblote

3-Tube de Pitot

4-Veine d'essai

5-Divergent

6-Diffuseur

7-Table

8-Balance aérodynamique

9-Moteur électrique

10-Interrupteur

11-Ventilateur

12-Variateur de vitesse

13-Vanne papillon

✓ **Les caractéristiques de la soufflerie**

Dimensions de la veine : 30x30x100 Cm.

Longueur : 4 m.

Vitesse dans la veine : variable de 0 à 45 m/s.

Puissance du moteur : 4 KW.

Vitesse de rotation du moteur : 1440 tr /mn.

4.1.2 Multi-manomètre :

Dans notre étude on utilise un multi-manomètre pour mesurer la pression sur notre maquette (naca0015), et ce multi-manomètre est non inclinable constitué de 24 tubes disposés verticalement. Ces tubes débouchent sur un même réservoir rempli d'huile de masse volumique $\rho_H=856.418\text{Kg/m}^3$.

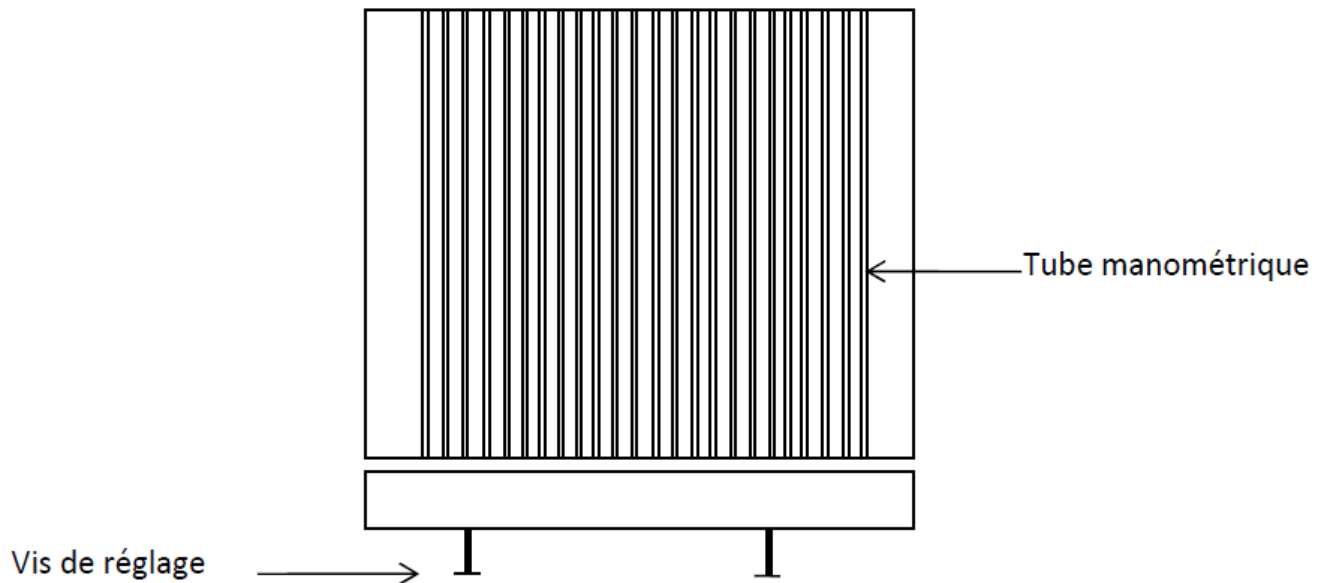


Figure 4.2 : Multi-Manomètre.

4.1.3 Tube de Pitot :

Le tube de Pitot permet la détermination de la vitesse de l'écoulement d'air grâce à la mesure d'une différence entre la pression statique P_s et la pression totale P_t , et la lecture de ces deux pressions se fait via un Multi-Manomètre qui est branché au tube de Pitot.

En fluide incompressible, l'équation de BERNOULLI nous donne une expression de la pression totale au point d'arrêt du tube (vitesse nulle en ce point) :

$$P_t = P_s + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 \quad (4.1)$$

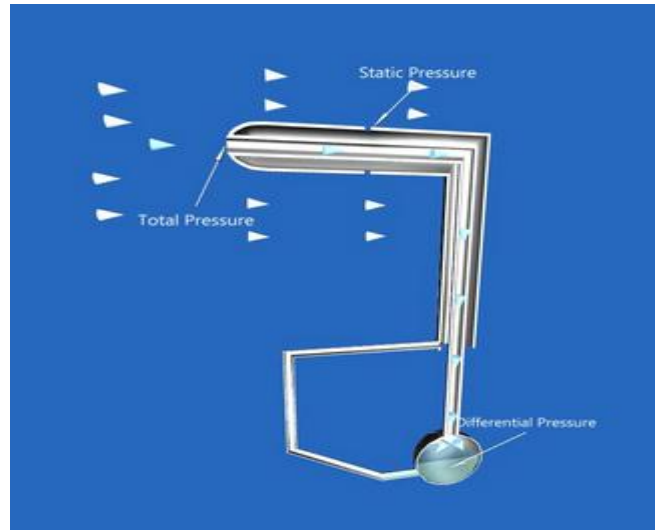


Figure 4.3 : Tube de Pitot.

D'autre part on a :

Dans le cas Hydrostatique

$$P_t = P_s + \rho_h \cdot g \Delta h \quad (4.2)$$

D'où on aura :

$$V_\infty = \frac{2\rho_h \cdot g \cdot \Delta h}{\rho} \quad (4.3)$$

Avec :

P_t : pression d'arrêt.

P_s : pression statique.

ρ : Masse volumique de l'air à la température d'essai.

ρ_h : Masse volumique de l'huile.

Δh : dénivellation d'huile lue sur le multi-manomètre.

4.1.4 Balance aérodynamique :

Elle est conçue pour mesurer les efforts aérodynamiques (portance et traînée) s'exerçant sur la maquette d'aile, cette balance est de type à jauges de contraintes, et elle compose essentiellement des éléments suivant :

4.1.4.1 pied-support :

Ce pied support permet d'avoir une balance autoporteuse indépendante de la veine. Il transmet des efforts aérodynamiques à la table de manipulation à laquelle il est lié rigidement.

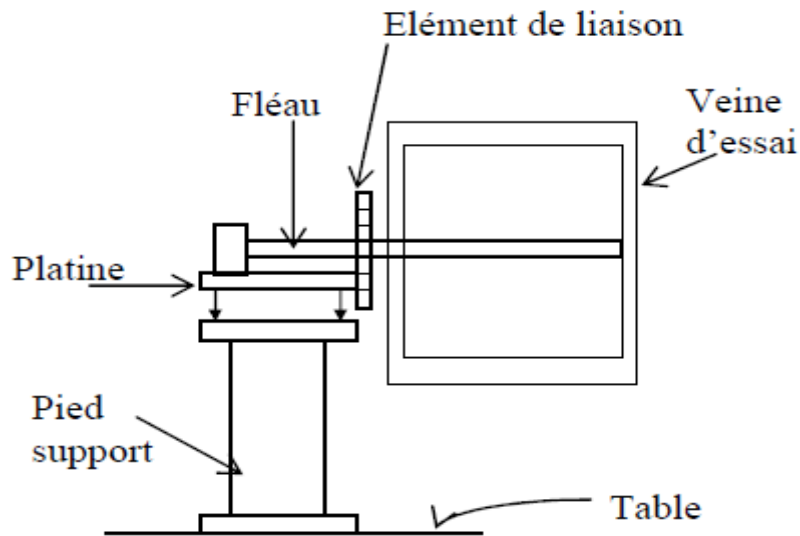


Figure 4.4 : Balance Aérodynamique.



Figure 4.5 : Photo de la balance aérodynamique utilisée.

4.1.4.2 platines :

La platine permet d'orienter le fléau dynamométrique par rapport à la veine d'essais.

4.1.4.3 Fléau dynamométrique :

Cette pièce maîtresse de la balance est équipée de jauges de déformation collées sur des surfaces sollicitées en flexion par les actions dynamométriques. Le découplage des actions de portance et traînée, est réalisée par câblage des jauges. La balance ne comporte aucune liaison partielle et n'est donc sujette à aucune hystérésis de frottement.

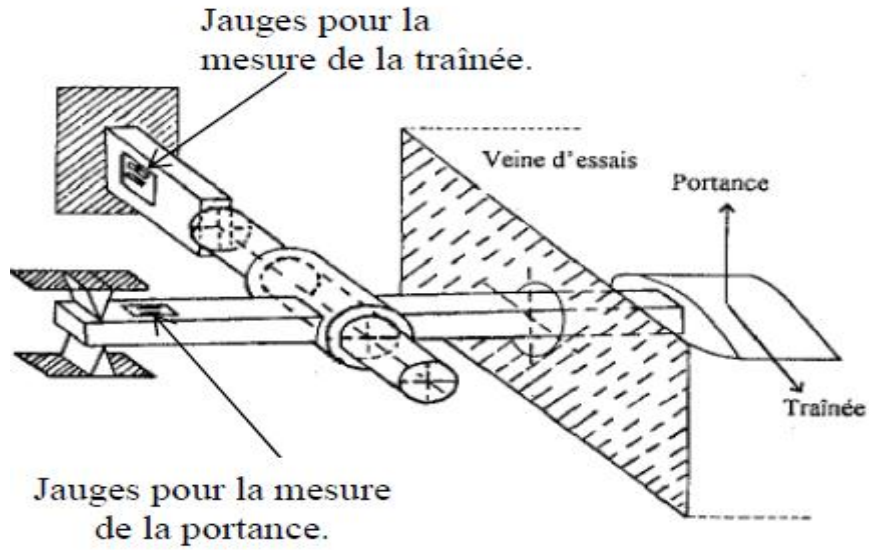


Figure 4.6 : Disposition des jauges de contrainte.

✚ Jauges de contraintes et pont de WHEATSTONE :

La résistance nominale d'une jauge est donnée par la formule :

$$R = \frac{\rho \cdot n \cdot L}{S} \quad (4.4)$$

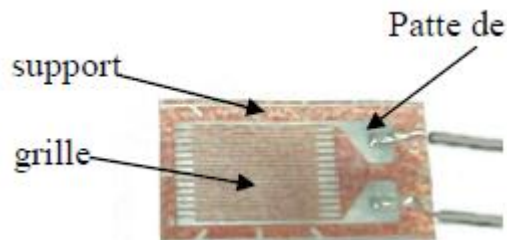


Figure 4-7 : Jauge de contraintes

ρ : Résistivité du métal de la jauge.

n : nombre de brins.

L : longueur de chaque brin.

S : section du fil résistant.

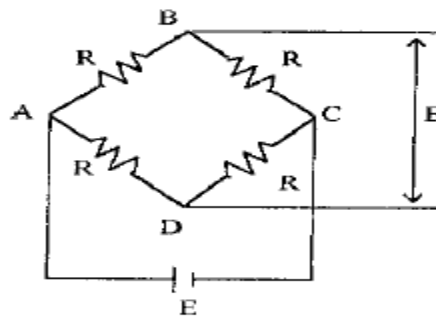


Figure 4.8 : Pont de Wheatstone.

Lorsque la tige sur laquelle la jauge est collée subit une variation relative de longueur

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} \quad (4.5)$$

La jauge subit la même déformation ce qui entraîne une variation relative de sa résistance électrique :

$$\frac{\Delta R}{R} = K \cdot \left(\frac{\Delta L}{L}\right) = K \cdot \varepsilon \quad (4.6)$$

La mesure de la variation relative de la résistance est obtenue à l'aide d'un pont de Wheatstone qui est un ensemble de quatre résistances ; il est alimenté par une tension continue $E = V_A - V_C$ appliquée entre les points B et D.

Le pont est dit équilibré si les points B et D sont au même potentiel ; pour cela il faut qu'on ait l'égalité suivante :

$$R1 \cdot R3 = R2 \cdot R4 \quad (4.7)$$

4.1.4.4 Élément de liaison :

Cet élément permet de monter la maquette sur la balance, et de l'orienter en incidence.

4.1.5 Dispositif électronique de mesure :

Pour la mesure des efforts aérodynamique, on a utilisé un indicateur de contrainte, mais vu au problème des variations rapides (fluctuation) de la valeur de l'effort mesuré, ce qui nous a incité à utiliser une chaîne d'acquisition emprunté au laboratoire de résistance des matériaux.

4.1.5.1 Indicateurs de contraintes :

Cet appareil électrique nous permet de transformer le déséquilibre du pont de Wheatstone ΔE dû à la déformation mécanique des jauges, en un signal électronique qui sera traité en traversant plusieurs étages (amplification, filtrage, conversion,...); par la suite il sera obtenu sous forme d'une tension à la sortie Out Put de l'appareil, ou bien sous forme d'un chiffre sur l'afficheur digital , ainsi on pourra obtenir les deux principaux efforts s'exerçant sur l'aile à savoir la portance et la traînée, par conséquent les deux coefficients aérodynamiques correspondants C_z et C_x . L'étalonnage ayant été effectué au préalable par peser.



Figure 4.7 : Indicateur de contraintes.

4.1.5.2 Micro-ordinateur et l'entrée de la chaîne d'acquisition des données :

Le signal électronique obtenu à la sortie Out Put de l'indicateur de contrainte, sera reçu par une interface installée sur le port arrière d'un micro-ordinateur, ou on a chargé le logiciel ESAM qui nous permet d'enregistrer la valeur du signal et de la traiter en calculant sa valeur moyenne après chaque essai d'une durée donnée.

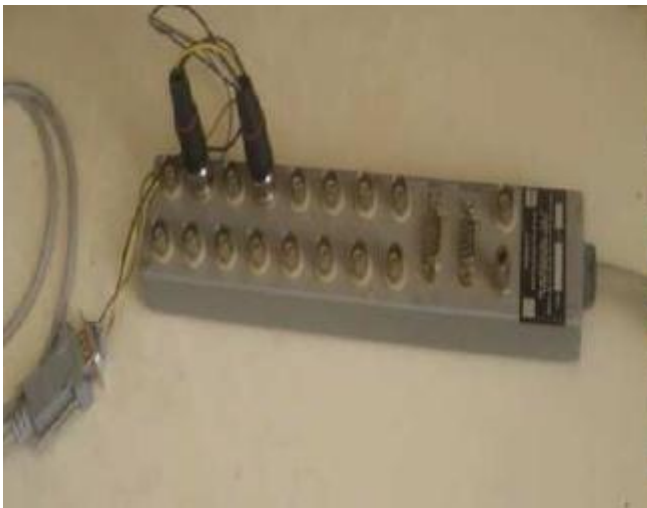


Figure 4.8 : Entrée de la chaîne d'acquisition Des données.



Figure 4.9 : Micro-ordinateur.

4.1.6 Etalonnage de la soufflerie :

Pour délimiter la section de la veine d'essai de la soufflerie ou le champ de vitesse n'est pas perturbée, nous avons amené à mesurer les pressions à l'aide d'un tube de Pitot placé graduellement, suivant la longueur et la hauteur de la veine d'essai.

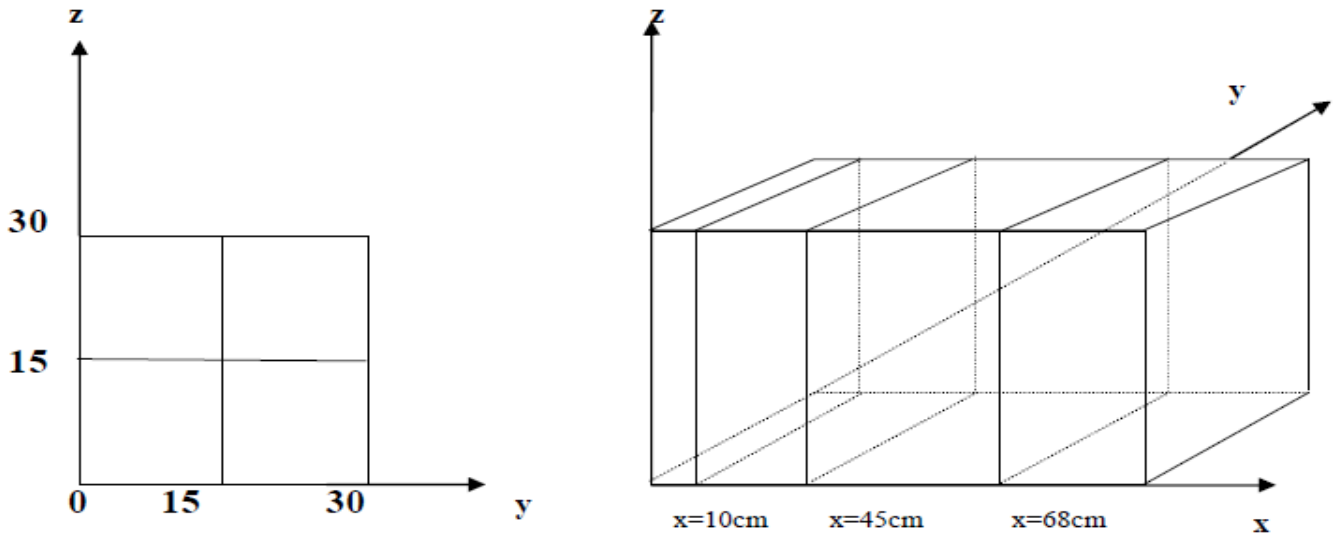


Figure 4.10 : Différentes sections et points de mesure du profil des vitesses.

Et les résultats montrent bien que la section utile est un carré de section 28 cmx28 cm :

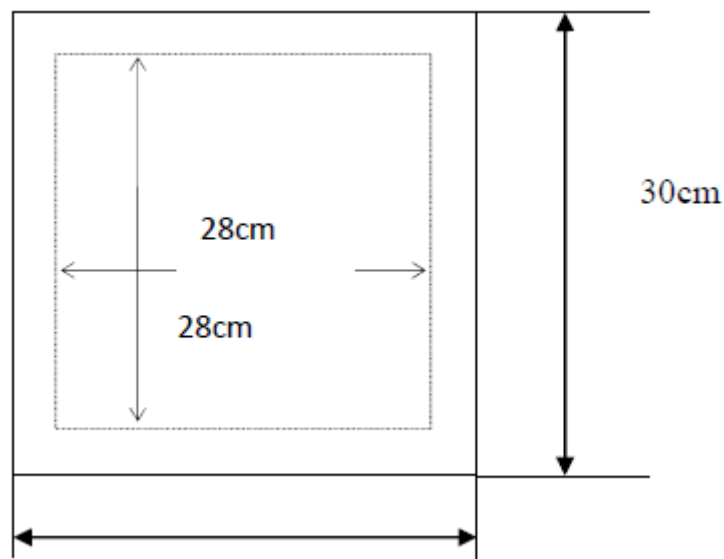


Figure 4.11 : Section utile de la veine d'essais.

4.1.7 Etalonnage de la balance aérodynamique :

Pour déterminer les efforts s'exerçant sur l'aile (portance et traînée), on relie directement l'entrée de l'indicateur de contraintes aux quatre fils du pont complet (pont de Wheatstone) formé par les quatre jauges de contraintes collées sur le fléau dynamométrique, par la suite on sera amené à procéder à l'étalonnage de la balance aérodynamique d'une manière assez simple.

4.1.7.1 pour la portance :

Après avoir fixé l'aile dans la veine d'essai, on pose différents petits poids sur l'aile à l'endroit de fixation de celle-ci ce qui nous permet de soumettre le fléau à des forces statiques successives et de relever les tensions de sortie à l'aide de l'indicateur de contraintes branché à cet effet aux jauges de contraintes. la courbe ainsi obtenues est linéaire, elle passe par l'origine avec une équation de $y = ax$, dont $a = 0.011$.

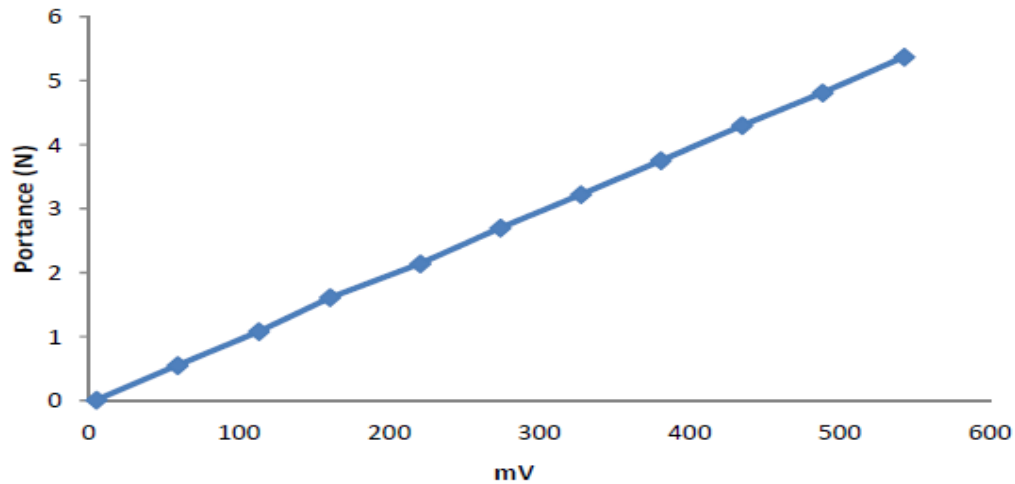


Figure 4.12 : Etalonnage de la balance pour la portance.

4.1.7.2 Pour la traînée :

On introduit une barre lisse, par les deux orifices pratiqués à cet effet sur les parois de la veine d'essai, Cette barre est munit à son milieu d'une poulie sur laquelle on fait passer un fil non élastique (rigide) ; d'une part ce fil est fixé au milieu du support de l'aile à l'autre extrémité du fil on place des petits poids ce qui nous permet de lire la tension correspondante en mV directement sur l'écran du micro-ordinateur (comme pour le cas de la portance) par la suite on trace la courbe d'étalonnage qui est de la forme : $y = ax$ à partir de laquelle on déduit la valeur de la pente $a = 0.01$.

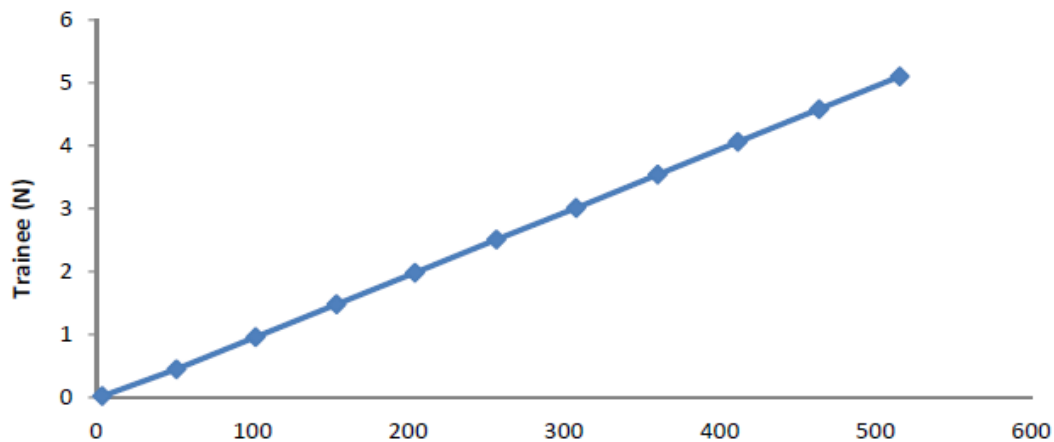


Figure 4.13 : Etalonnage de la balance pour la traînée.

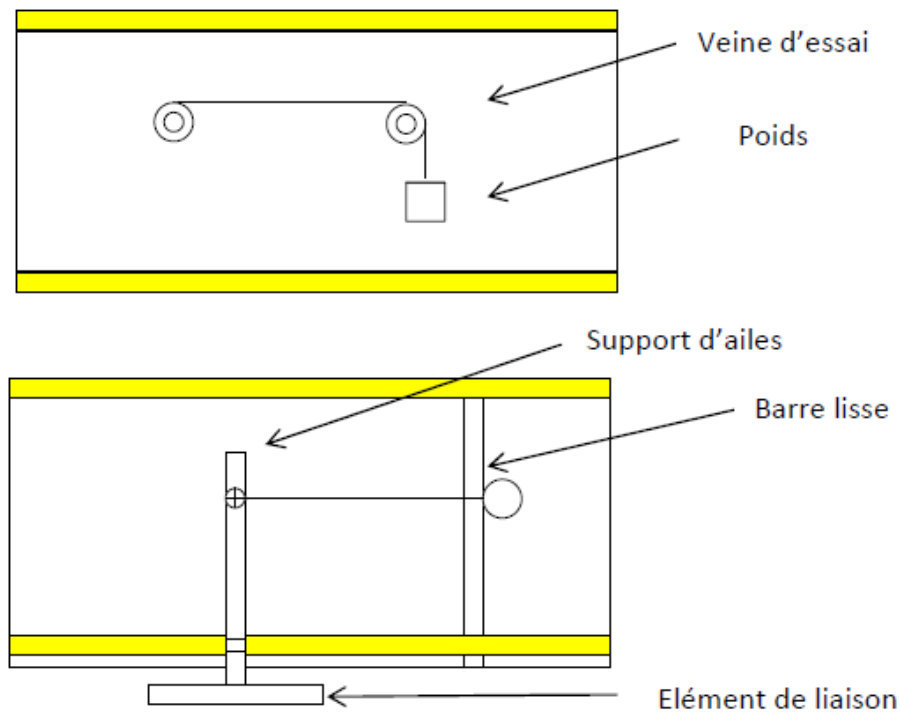


Figure 4.14 : Dispositif d'étalonnage de la balance aérodynamique pour la traînée.

4.2 Réalisations de la maquette n°1 :

Dans ce paragraphe on présentera la réalisation de la maquette n°1 de l'aile d'avion de type NACA0015, et donner aussi les caractéristiques géométriques de l'aile réalisée.

4.2.1 Dimensionnement de l'aile :

On dessine le profil de l'aile d'avion NACA0015 sur une feuille millimétrée en utilisant l'équation (1.1).

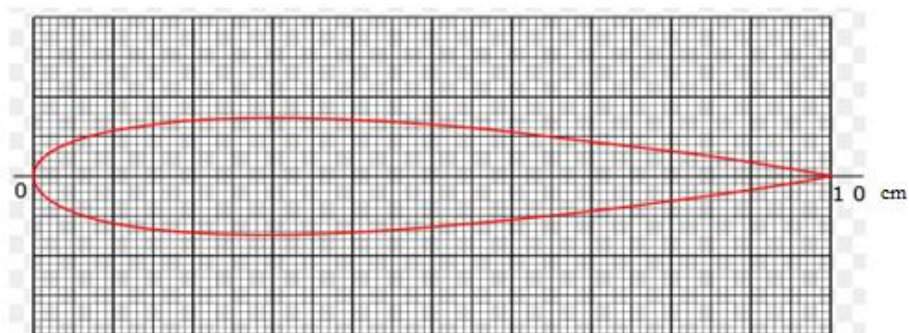


Figure 4.15 : Profil de l'aile d'avion NACA0015.

Une fois le dessin terminé, on coupe le profil qui est dessinée en rouge sur la figure précédente sachant que la longueur de la corde est de 100 mm.

4.2.2 Réalisation de profil NACA0015 :

On colle le profil coupé sur une plaque de plexiglas et on découpe le plexiglas selon la forme du profil dessiné à l'aide d'une scie électrique, au total 03 profils ont été réalisés.

4.2.3 Réalisation finale de la maquette n°1:

Pour envelopper les trois profils on utilise une tôle du zinc de 220 mm de longueur et 200 mm de largeur, et pour avoir une bonne solidité de la maquette, on pose un profil sur l'extrémité gauche et l'autre à droite et le dernier en milieu.

Et pour mesurer le coefficient de pression C_p , on a percé sur l'extrados de la maquette des trous de 2 mm de diamètre, en tout on a 10 trous, après on place des tubes en cuivre préalablement coudés d'une manière à ce que l'axe des trous soit perpendiculaire à l'extrados de l'aile.

La figure ci-dessous représente la maquette NACA 0015 qu'on a réalisé.



Figure 4.16 : Maquette n°1 à profil NACA0015 fini.

4.3 Résultat de mesure :

Les essais ont été effectués à deux vitesses d'écoulement ($V_0=20.3$ m/s et $V_0 =31$ m/s) et à divers angles d'attaque (0° à 20°) avec un pas de 2° , ceci est nécessaire afin d'étudier les effets du nombre de Reynolds et l'angle d'attaque sur les caractéristiques aérodynamiques des ailes, à la fin on a cherché la position idéale pour le soufflage.

Les résultats sont obtenus en termes de coefficient de pression C_p , de portance C_z et de traînée C_x .

Et on note qu'on a effectué des essais sur deux profils, le premier est sans contrôle et le deuxième avec contrôle (soufflage continu).

4.3.1 Profil sans contrôle :

Pour le calcul de la vitesse on utilise l'équation (4.3), et à partir de cette équation on tire le Δh qu'il faut lire sur le multi- manomètre :

$$\Delta h = \frac{V_{\infty}^2 \rho}{2\rho_h g} \quad (4.8)$$

Pour la vitesse de 20.3 m/s le Δh est de la valeur 29.9 mm, et pour la vitesse de 31 m/s le Δh est de valeur de 69.8 mm.

4.3.1.1 Résultat de mesure du coefficient de la dépression -Cp

La méthode de calcul pour trouver la valeur du coefficient de pression Cp est donnée comme suit :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2} \quad (4.9)$$

En posant $p - p_0 = -\rho_h g \Delta h$ $C_p = \frac{-\rho_h g \Delta h}{\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2}$ (4.10)

Ou ρ et ρ_h sont la densité de l'air et de l'huile respectivement, Δh est la dénivellation d'huile lue sur le multi-manomètre et g est l'accélération de la gravite. Les résultats de l'expérience sont présentés par l'évolution du coefficient de la dépression -Cp.

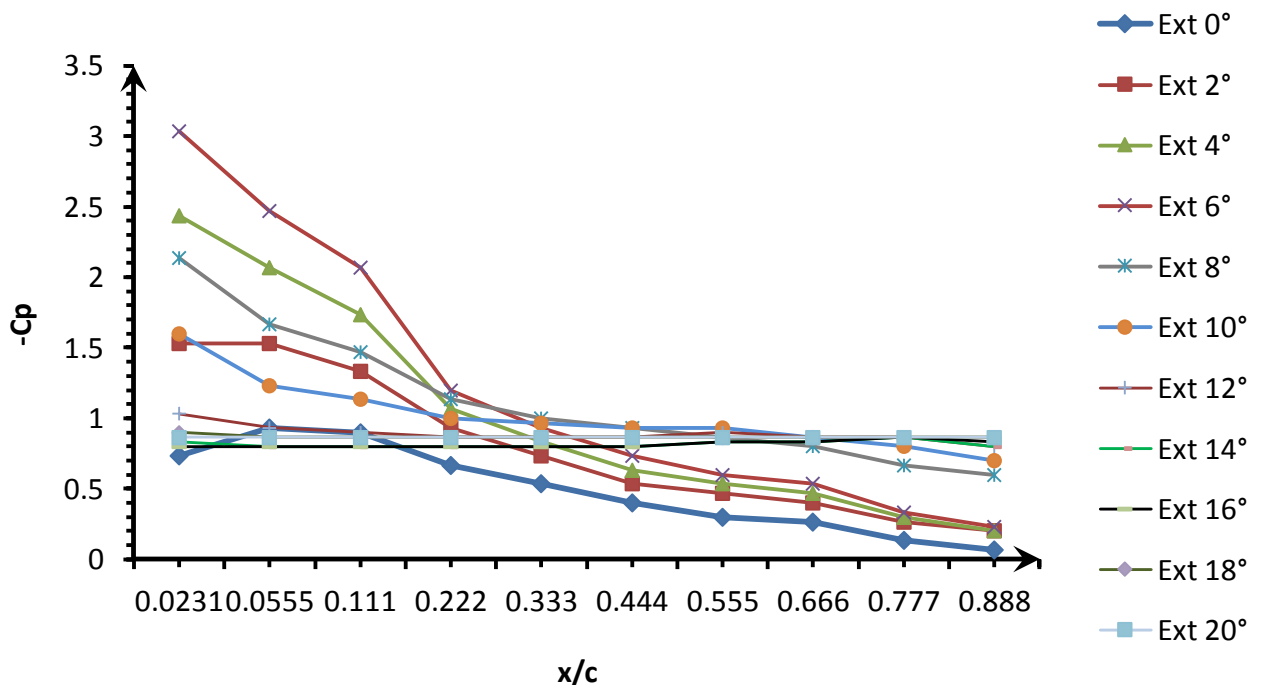


Figure 4.17 : Evolution du coefficient de la dépression -Cp sur l'extrados de profil NACA 0015 en fonction de la position(x/c) pour $V_0=20.3$ m/s.

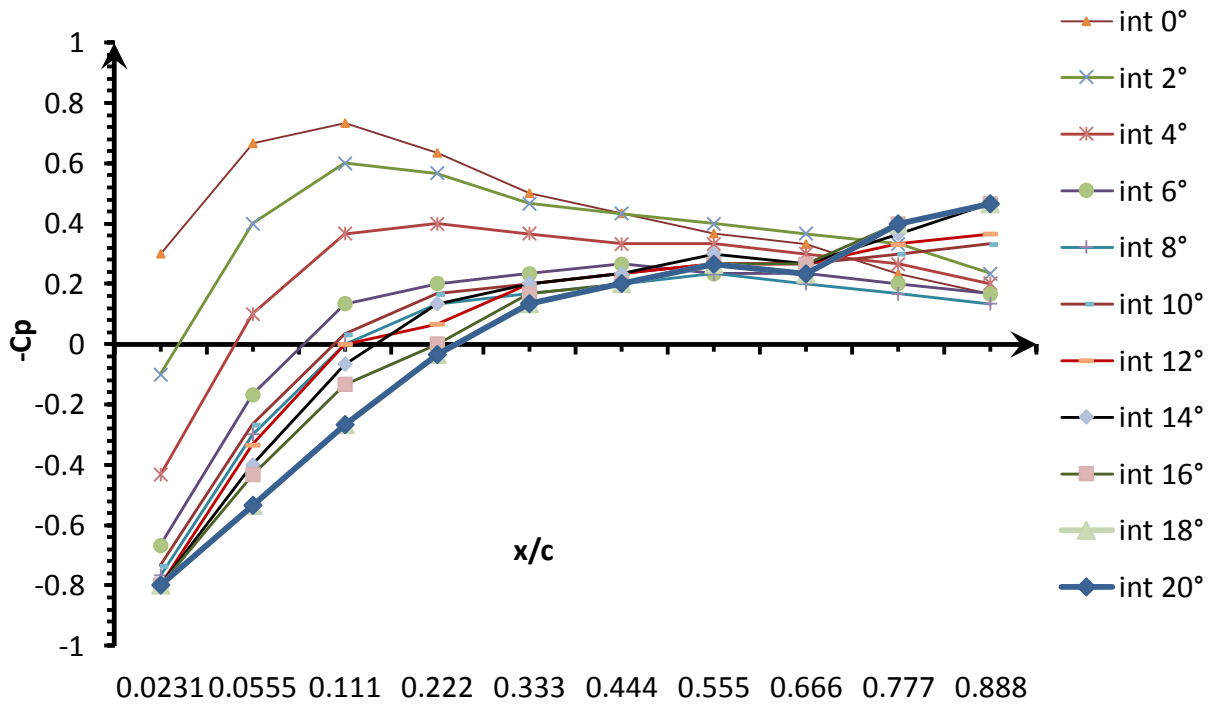


Figure 4.18 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur l'intrados de profil NACA 0015 en fonction de la position (x/c) pour $V_0=20.3$ m/s.

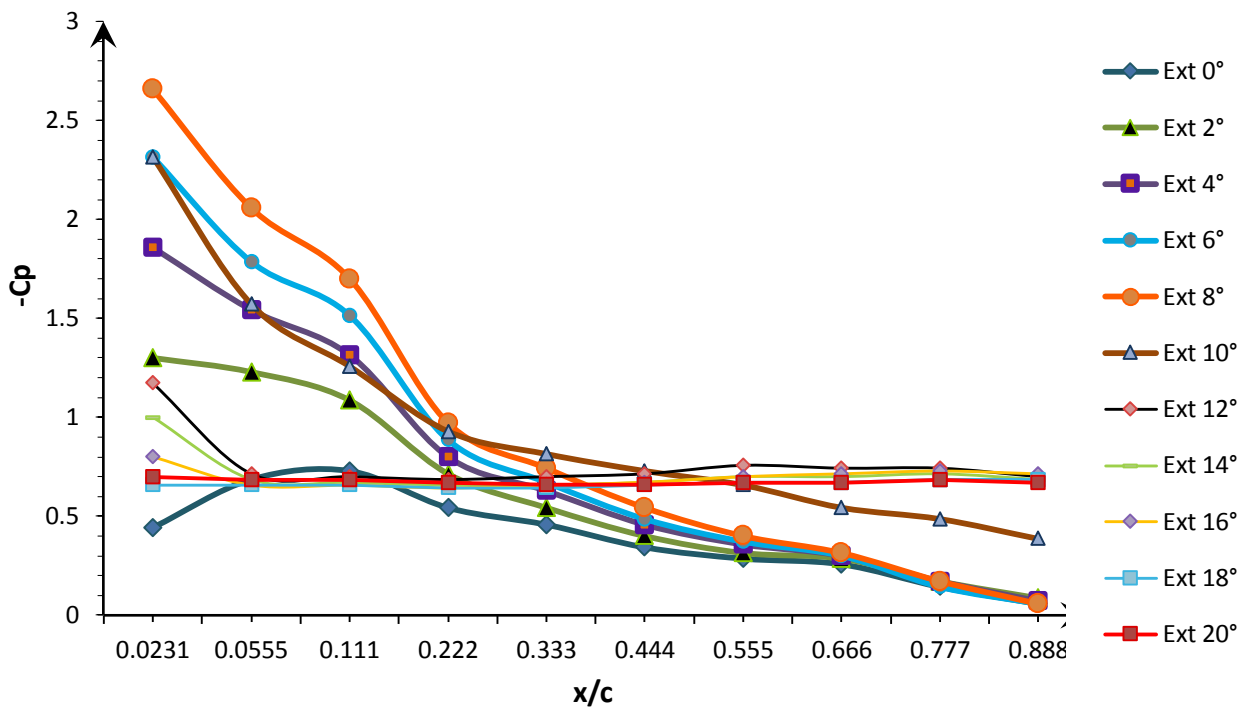


Figure 4.19 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur l'extrados de profil NACA 0015 en fonction de la position (x/c) pour $V_0 =31$ m/s.

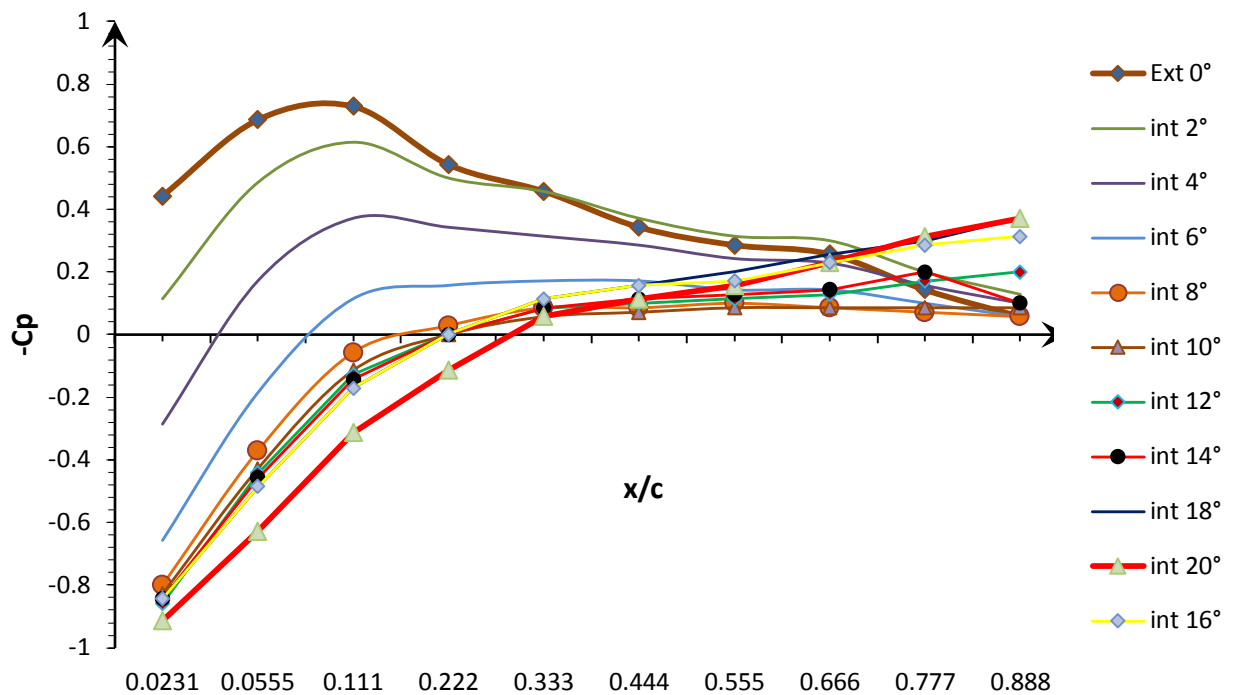


Figure 4.20 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur l'intrados de profil NACA 0015 en fonction de la position (x/c) pour $V_o=31$ m/s.

4.3.1. 2 Analyse des résultats de mesure du coefficient de la dépression $-C_p$:

Les **figures (4.17)** à **(4.20)** représentent la distribution du coefficient de la dépression pour des vitesses 20.3 m/s et 31 m/s respectivement, Pour mieux comprendre les graphes qu'on a fait, je présente tous les indice et les termes qui se trouve sur les quatre figures, le terme x/c signifie le rapport entre la position de la prise de pression sur la longueur totale de la corde, les termes (*Ext*) et (*int*) représente l'extrados et l'intrados respectivement.

En effet la connaissance du coefficient de la dépression ($-C_p$), permet la détermination de la distribution de la vitesse, cette distribution dépend principalement de la courbure du profil pour un angle d'attaque donné et pour une vitesse à l'infinie donnée, dans la **figure (4-17)** et pour un angle d'incidence 0 on remarque une dépression dans un premier temps, la courbe augmente de 0.7 à 1 suite à l'augmentation de la vitesse et la diminution de la pression (gradient de pression négatif favorable), puis elle diminue (gradient de pression positif défavorable) jusqu'à une valeur de 0.1, suite à la diminution de la vitesse dans le deuxième tronçon du profil ($x/c > 0.0555$).

Il est clair, que pour l'angle d'incidence nul, on remarque une parfaite symétrie des coefficients de la dépression. Cette symétrie est traduite par la coïncidence parfaite des coefficients de pression de l'intrados et de l'extrados.

- **Effet de l'angle d'attaque sur le coefficient de la dépression (-Cp) :**

On remarque que la valeur maximal du coefficient de dépression augmente davantage en fonction de l'importance de l'angle d'attaque **figure (4.17)** , et sa position se déplace vers le bord d'attaque jusqu'à la valeur de l'angle d'incidence 8 degrés ou on constate que la valeur maximal de coefficient de la dépression diminue jusqu'à une valeur du coefficient au voisinage de 1 ou il correspond aux angles d'incidences (12,14,16,18,20°), ils ont presque le même coefficient et il restera constant le long de la corde, pour la partie intrados à chaque fois on augmente l'angle d'incidence la valeur maximal du coefficient de la dépression diminue et sa position se déplace vers le bord de fuite.

Pour la **figure (4-19)** on remarque la même évolution avec la figure (4-17) sauf qu'on remarque qu'à partir de l'angle d'incidence (10) que le coefficient maximal de la dépression diminue.

- **Effet de la vitesse sur le coefficient de la dépression (-Cp)**

La **figure (4.21)** présente le coefficient de la dépression pour les deux valeurs de vitesse à un angle d'incidence 10 degré sur la partie extrados.

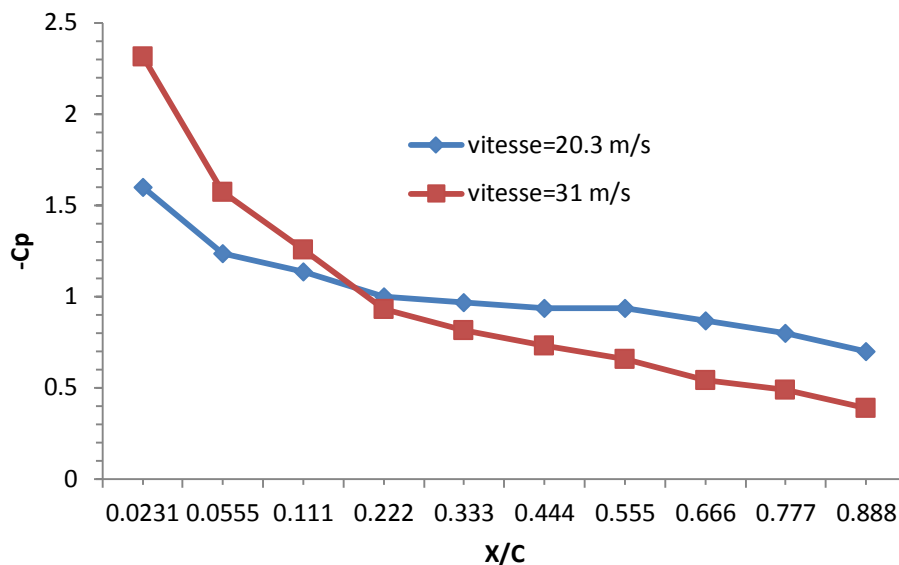


Figure 4.21 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur l'extrados pour l'incidence 10° .

Pour la courbe en rouge ($V_o=31$ m/s) sa valeur maximale est de 2.4 par contre la courbe en bleu ($V_o=20.3$ m/s) sa valeur maximale est 1.6, au début la courbe rouge et bleu chute brusquement la courbe bleu commence à se stabiliser tandis que la rouge continue à chuter, cela revient que a la vitesse 20.3 m/s et à partir de $x/c=0.222$ le coefficient de C_p est presque constant (peu de variation) cela veut dire ça commence à y avoir un décrochage par contre à la vitesse 31 m/s le décrochage n'est pas encore eu lieu.

4.3.2 Profil avec contrôle :

L'objectif de cette partie est de déterminer, la position idéale suivant la corde de l'aile pour utiliser la technique de soufflage afin de retarder décollement de la couche limite, et le repousser en aval. Pour ce faire on a choisi d'utiliser une technique de contrôle dite de soufflage par micro-jet.

4.3.2. Principe du soufflage :

Le principe du contrôle est de produire un soufflage continu par l'intermédiaire de micro orifices qu'on a percé sur la partie extradors du profil, le diamètre interne des tubes de soufflage est de 0.8 mm , le soufflage a été réalisé perpendiculairement à la corde et la vitesse des jets est égale à la vitesse du son, la vitesse sonique est atteinte en raison de la section très petite des orifices et seulement 2.5 bar d'air comprimé sont nécessaire pour obtenir un tel soufflage, l'air comprimé dans le compresseur est dirigé vers une chambre de régulation, ensuite il est injecté à la vitesse du son à travers les orifices.

Dans cette configuration l'orifice cylindrique du micro-jet joue le rôle de col entre l'écoulement de la chambre et l'écoulement extérieur et sera sonique pour une valeur suffisante de la différence de pression $P_0 - P_\infty$.

On considère l'écoulement isentropique dans l'orifice cylindrique, pour un écoulement sonique $M = 1$, $P_j/P_0 = 0.5283$, jusqu'au blocage sonique, où P_j est la pression de l'écoulement potentiel au voisinage de l'orifice et pour atteindre une vitesse sonique, il faut que $P_0 \geq P_j/0.5283$, la pression P_j varie selon la vitesse de l'écoulement à l'infini et selon les angles d'incidence, la pression la plus faible mesurée est 99.10^3 Pa , ce qui implique $P_0 \geq 1.90 \text{ bars}$ pour une vitesse d'éjection sonique [7].

Une fois le seuil de la vitesse du son est atteint, la vitesse n'augmente plus car un divergent est nécessaire pour passer en un écoulement supersonique, on a donc un effet de blocage sonique très utile pour le contrôle, car il va permettre de fixer la vitesse pour une pression suffisante en entrée.

4.3.2.2 Dispositif de soufflage :

Le système de soufflage est constitué d'une chambre de régulation de pression, un manomètre, et un compresseur.

- a) **Compresseur** : Dans notre projet on a utilisé un compresseur mécanique qui sert à augmenter la pression d'un fluide gazeux, sa capacité maximum peut atteindre les 12 bar .

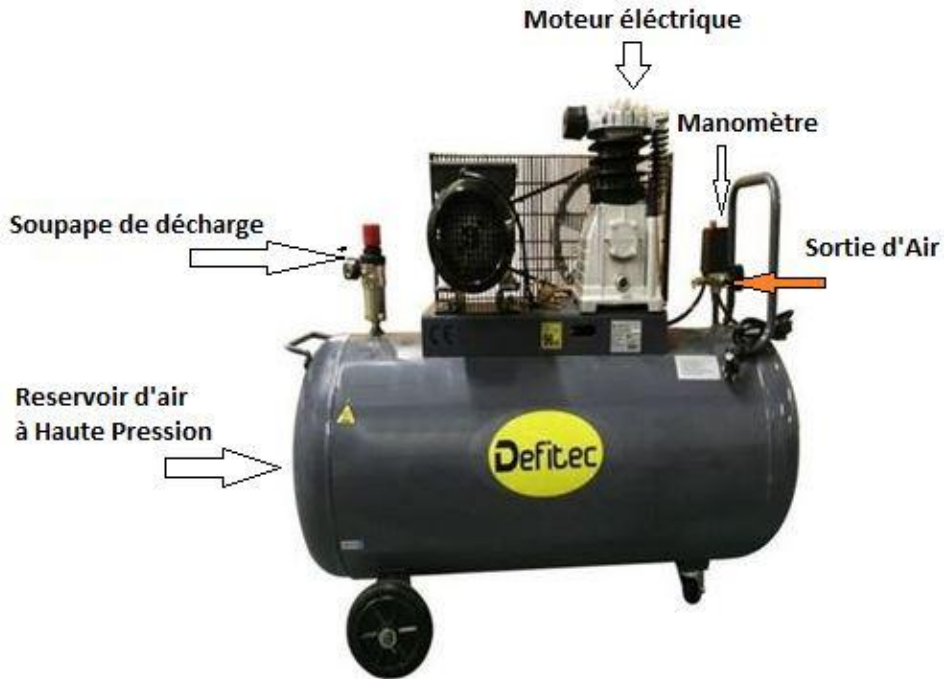


Figure 4.22 : Compresseur mécanique.

b) **Manomètre** : sert à mesurer la pression de l'air dans la chambre de régulation.

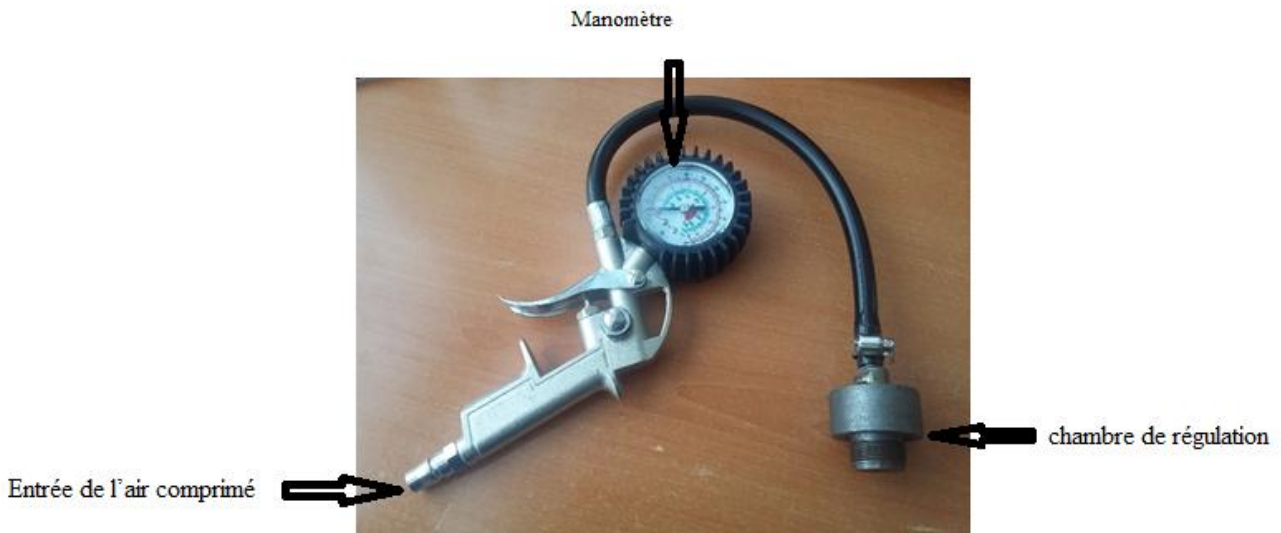


Figure 4.23: Manomètre utilisé.

c) **Chambre de régulation** : l'idée est de recevoir l'air comprimé du compresseur et le distribuer d'une manière homogène aux tubes capillaires, elle est composée par deux pièces reliées par un filetage, formant un cylindre fermé creux à l'intérieur, avec un trou d'un côté pour connecter l'arrivée de l'air à partir du manomètre et de l'autre côté 12 trous de diamètre 2 mm pour connecter tous les tubes capillaires.



Figure 4.24 : Chambre de régulation.

4.3.2.3 Effets de la position du soufflage sur le coefficient de la dépression $-C_p$:

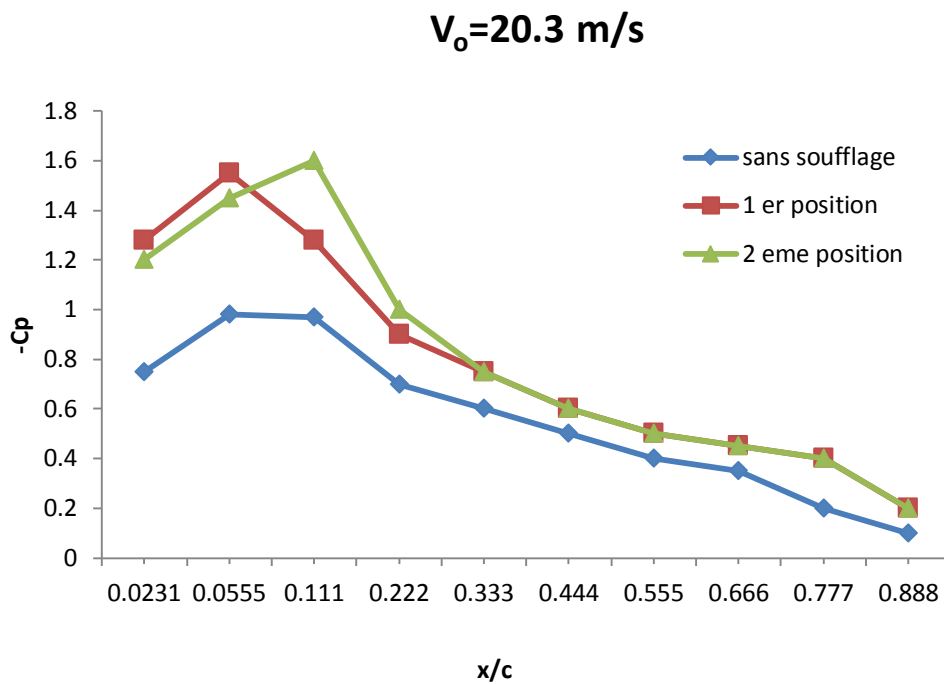


Figure 4.25 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=0^\circ$ à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

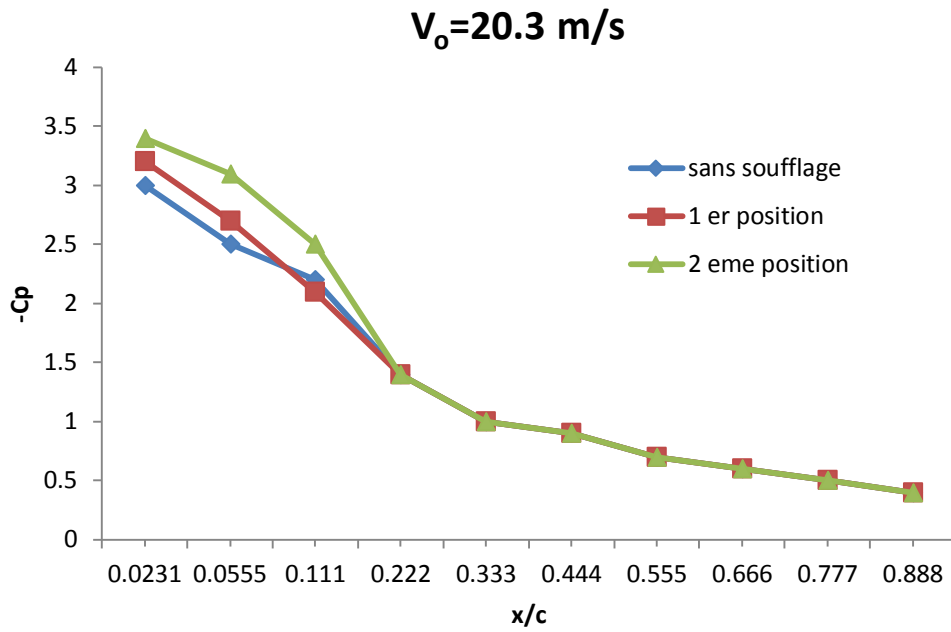


Figure 4.26 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA0015 pour $\alpha=6^\circ$ à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

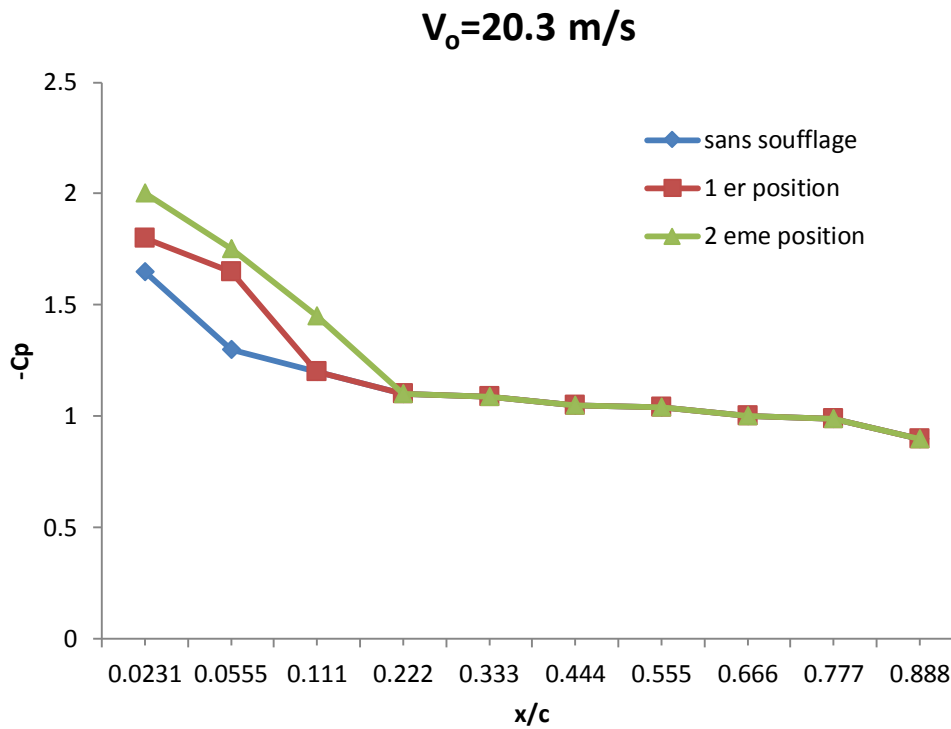


Figure 4.27 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=10^\circ$ à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

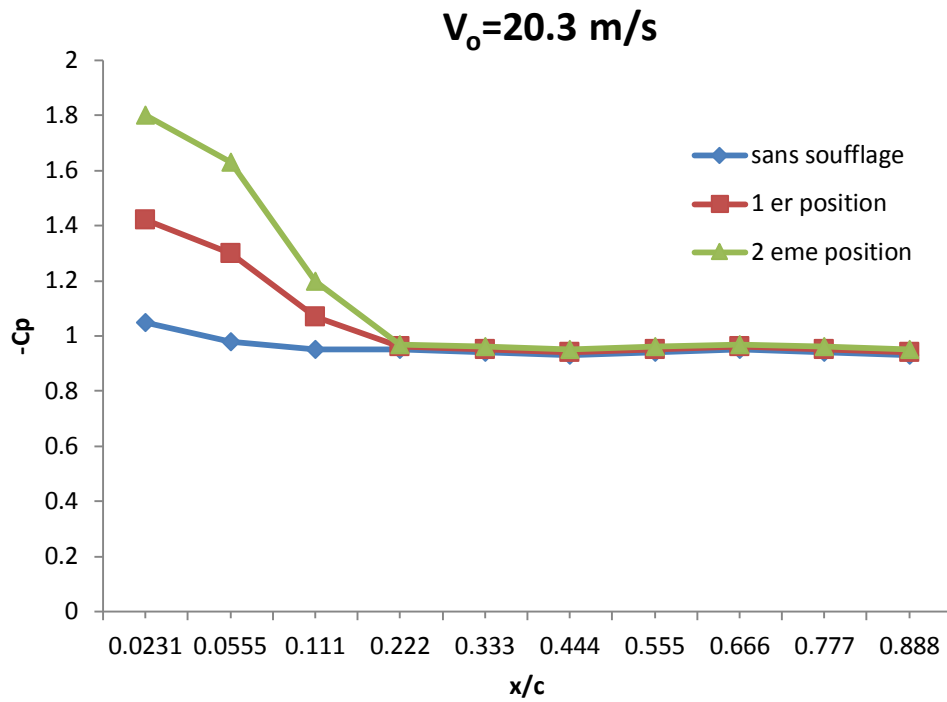


Figure 4.28 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=12^\circ$ à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

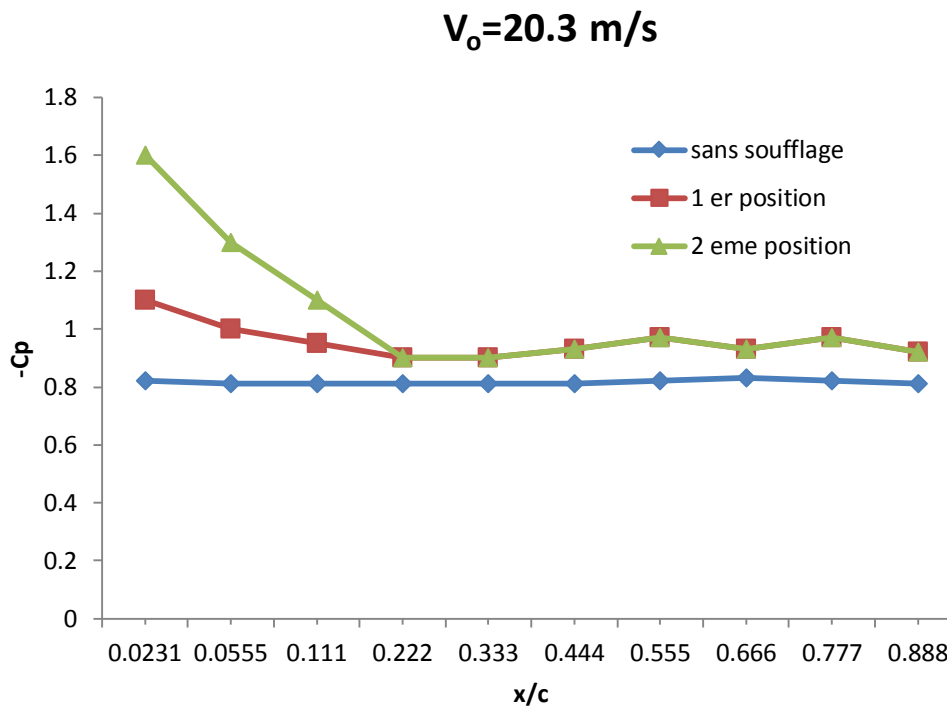


Figure 4.29 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=14^\circ$ à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

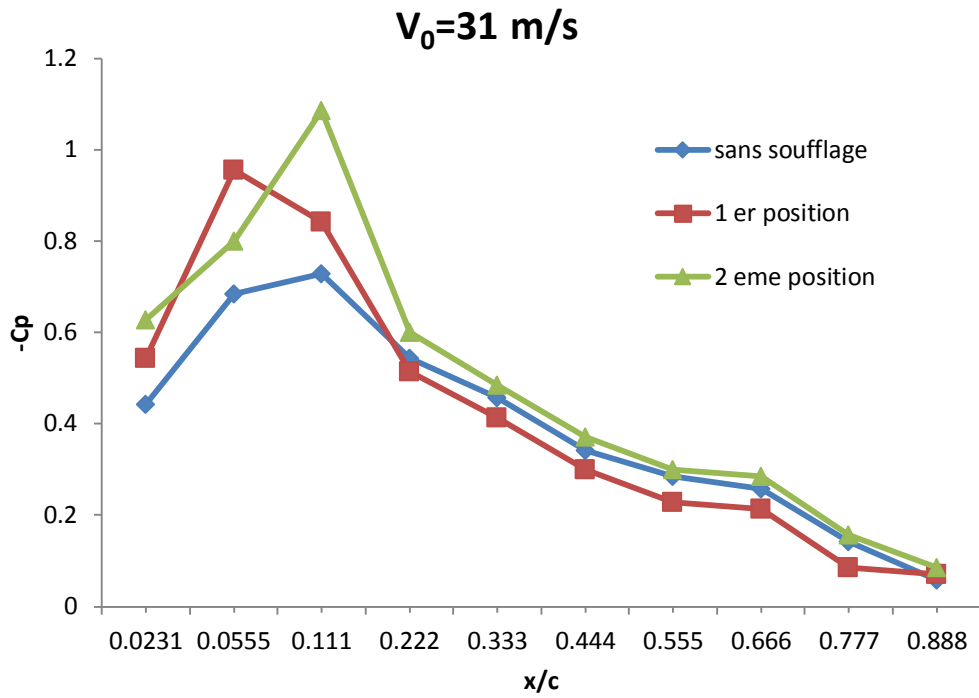


Figure 4.30 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=0^\circ$ à $V_o = 31$ m/s.

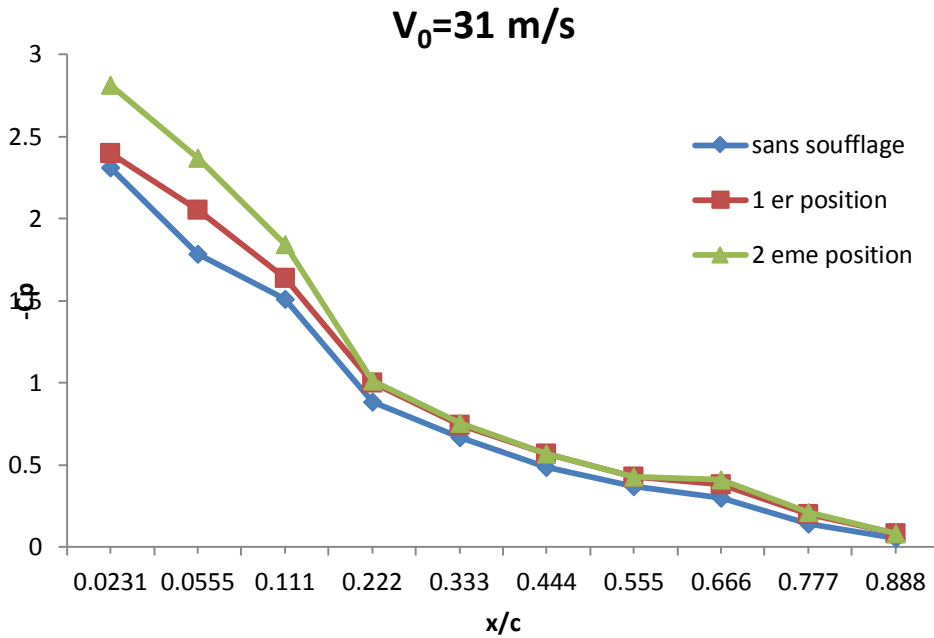


Figure 4.31 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=6^\circ$ à $V_o = 31$ m/s.

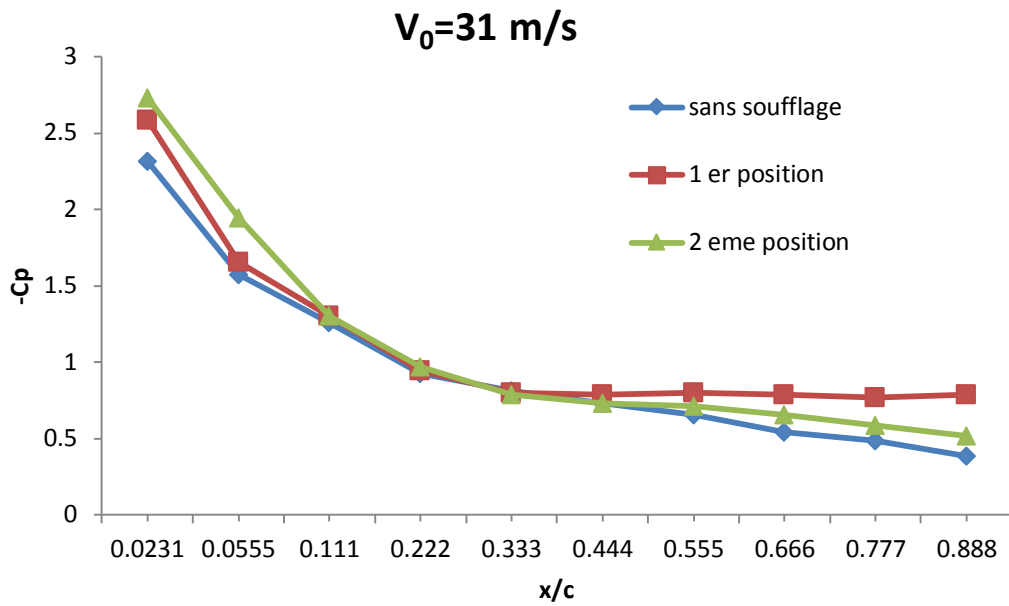


Figure 4.32 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=10^\circ$ à $V_0=31$ m/s.

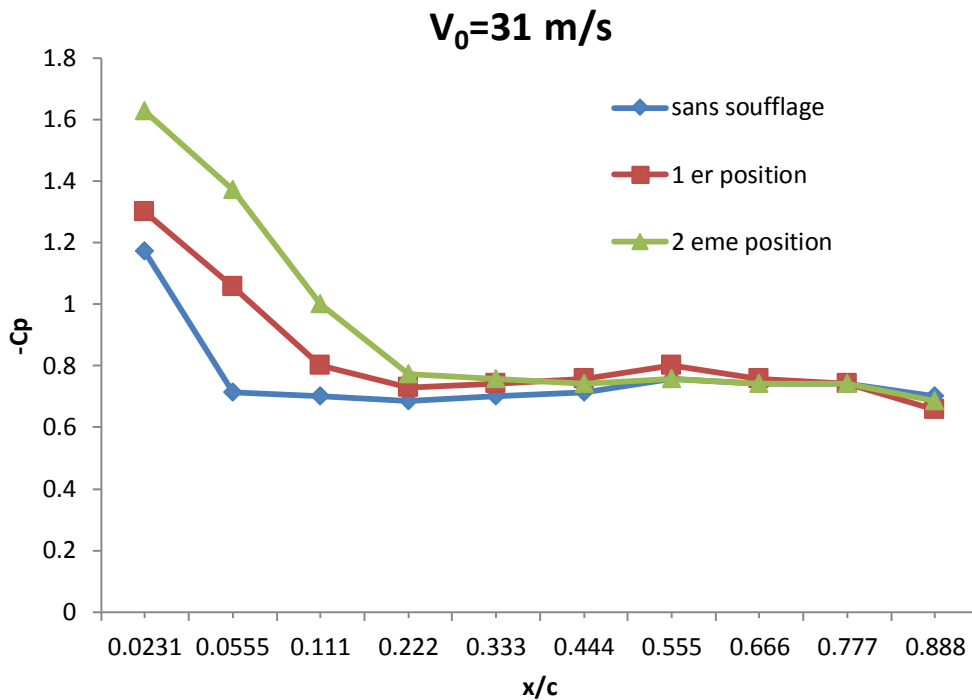


Figure 4.33 : Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=12^\circ$ à $V_0=31$ m/s.

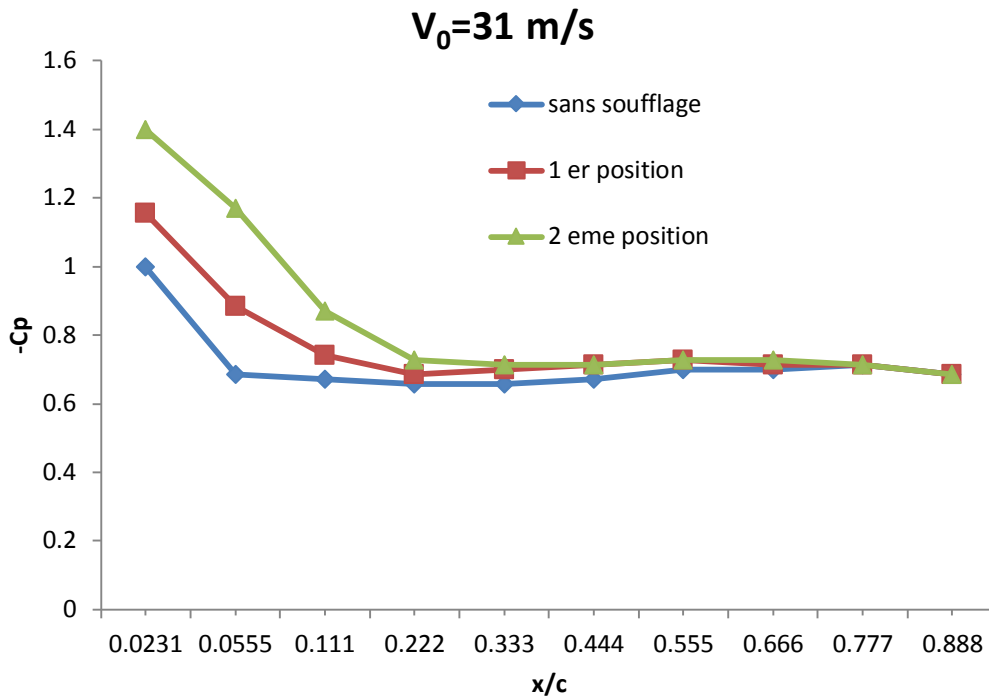


Figure 4.34: Evolution du coefficient de la dépression $-C_p$ sur un profil NACA 0015 pour $\alpha=14^\circ$ à $V_0=31 \text{ m/s}$.

4.3.2.4 Analyse des résultats de mesure du coefficient de la dépression $-C_p$:

Pour que le contrôle soit efficace, il faut qu'il nous permette d'avoir une grande dépression sur l'extrados et de repousser le plus possible en aval du bord d'attaque, Les figures de **4.25** à **4.34** Montrent que les $-C_p$ important sont obtenus avec le soufflage en position 2, rappelant que le soufflage en première position ça veut dire soufflage au niveau $x/c=0.0231$, et le soufflage en deuxième position c'est à $x/c=0.0555$.

On prend l'exemple de la figure **4.28** pour un angle d'attaque $\alpha = 12$ degré et à une vitesse d'écoulement $V_\infty = 20.3 \text{ m/s}$ on remarque que, la valeur maximale de $-C_p$ et plus grande en position 2 qu'en position 1, cette dépression est repoussée en aval quand on a soufflé en position 2 mais ce n'est pas le cas avec un soufflage en position 1, cela revient à l'augmentation de la vitesse qui explique un recollement de la couche limite.

Il faut noter que on a essayé de souffler sur les reste des positions mais sans aucun effet, ce qui est dû à un décrochage de la couche limite causé par la forte incidence, donc d'après ces résultats on conclut que pour repousser le point de décrochage et retarder le décrochage pour des angles d'attaque supérieur à 12 il faut faire un soufflage juste avant la position 2 c'est-à-dire $x/c=0.0555$.

4.3.3 Réalisation de la maquette n° 2:

Dans le but de déterminer, les forces qui agissent sur la maquette (portance et traînée), cette dernière doit être fixer à la balance aérodynamique, afin de déterminer l'évolution de la portance et de la traînée en fonction de l'angle d'incidence dans les cas avec et sans contrôle.

Après l'analyse des résultats qu'on a obtenu dans la partie précédente (évolution de C_p), on a réalisé une maquette, où on a divisé l'envergure sur deux c'est-à-dire 15 cm au lieu de 30 cm, et on l'a encadré par deux parois sur les côtes pour éviter le déplacement des tourbillons sur les côtes de l'intrados à l'extrados (circulation-traînée induite), on a percé 10 trous à la position $x/c = 0.0555$ (meilleure position de soufflage déduite du travail précédent) tout le long de l'envergure, après on place des tubes capillaires en cuivre préalablement coudés de manière à ce que l'axe des trous soit perpendiculaire à l'extrados de l'aile Pour avoir un jet à 90°.

La figure ci-dessous représente la nouvelle maquette n° 2, NACA0015 qu'on a réalisé.



Figure 4.35 : Nouvelle maquette n° 2 montée sur la Balance aérodynamique.

4.3.3.1 Procédure de mesures :

Comme nous avons, déterminer la position de soufflage adéquate, permettant l'augmentation du coefficient de pression. Il nous reste à voir l'évolution de la portance et de la traînée dans le cas avec contrôle, en fonction de l'angle d'incidence.

Les mesures ont été réalisées, sous les mêmes vitesses qu'auparavant.

4.3.3.2 Résultats des mesures :

Coefficient de Portance et de traînée

Les graphiques ci-dessous montrent l'évolution du coefficient de portance, sans et avec contrôle, pour une vitesse de l'air $V_0 = 31 \text{ m/s}$ et $V_0 = 20,3 \text{ m/s}$, en fonction de l'incidence du profile.

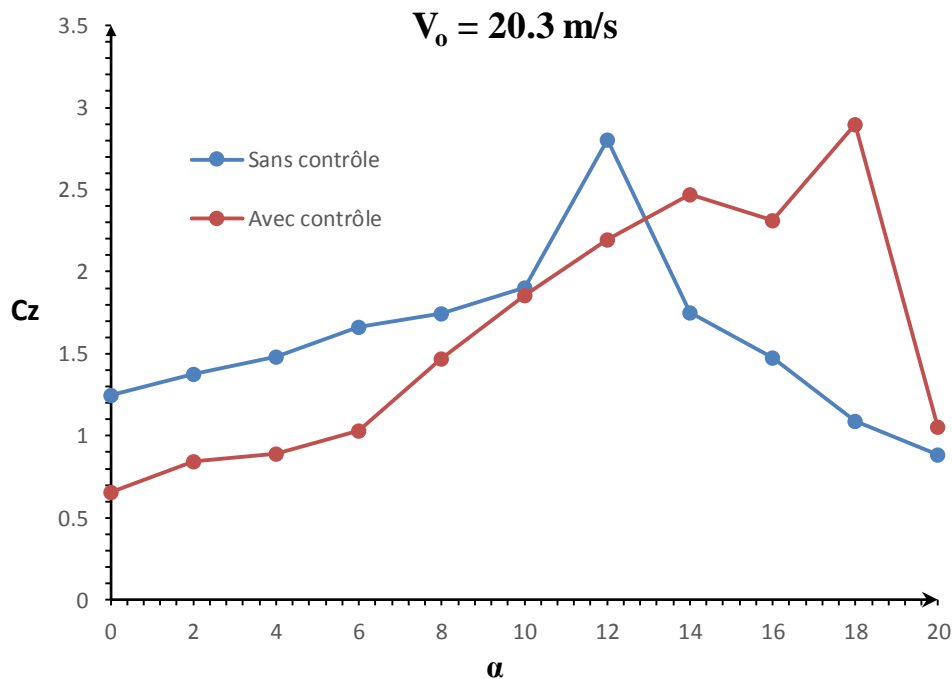


Figure 4.36 : Coefficient de Portance sans et avec soufflage en fonction de l'angle d'incidence à $V_0 = 20.3 \text{ m/s}$.

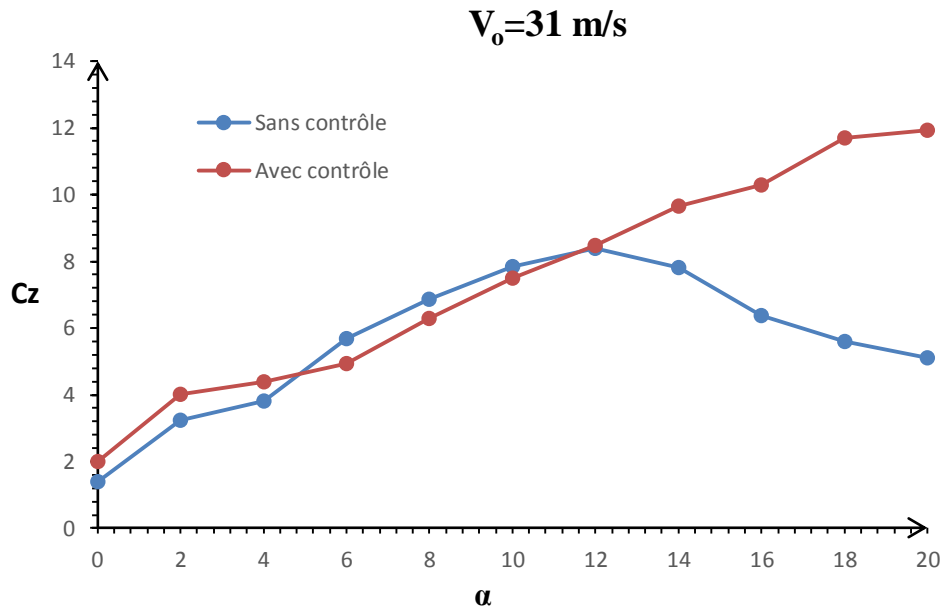


Figure 4.37 : Coefficient de Portance sans et avec soufflage en fonction de l'angle d'incidence à $V_0 = 31 \text{ m/s}$.

Le coefficient de trainée est représenté dans la figure suivante :

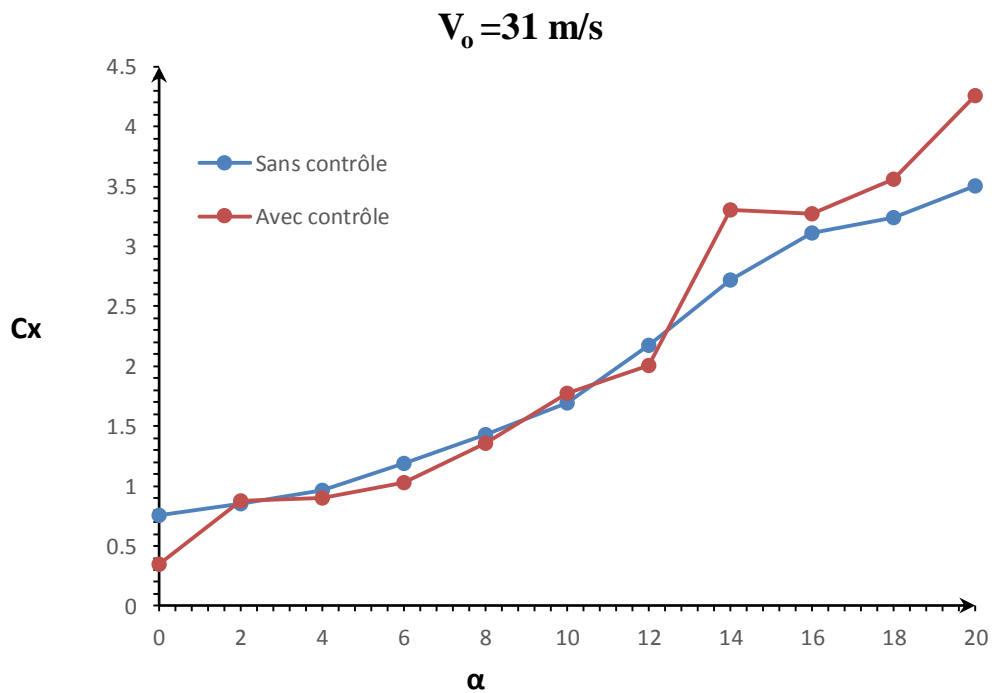


Figure 4.38 : Coefficient de Trainée sans et avec soufflage en fonction de l'angle d'incidence.

4.3.3.3 Analyse des résultats obtenus :

Les Figures **4.36** et **4.37**, montre que dans les condition normale et sans contrôle(S contrôle) le coefficient de portance, comme on l'attendes augmente avec l'augmentation de l'angle d'attaque, ce qui est du à l'augmentation de la pression dynamique à l'intrados, et la dépression causé par l'accélération de l'air au niveau de l'extrados, mais comme on la déjà vu au *chapitre 1*, il existe un angle critique ou la couche limite se décolle et engendre une augmentation de pression sur l'extrados et ainsi une diminution de portance.

Dans un cas avec contrôle (A contrôle) le coefficient de portance continue à augmenter, et ce, même après l'angle d'incidence critique qui entre $10^\circ < i < 12^\circ$, la quantité de mouvement apporté par les micro-jets et suffisante pour recollé la couche limite et ainsi faire durer la dépression sur l'extrados, et augmenté la Portance.

Si le résultat et plus évident Pour le coefficient de portance, ce n'est pas le cas avec le coefficient de trainée.

En effet la Figure **4.38**, montre que le contrôle a un effet moindre sur le coefficient de Trainée. Cependant, on peut noter que sur des faibles incidences la trainée et réduite, par contre pour les grandes incidences et malgré le recollement de la couche limite qui induit une diminution de la trainée de forme, on voit une augmentation de trainée forcément causé par les micro-jets au niveau du bord d'attaque.

Conclusion Générale

Dans le cadre de cette étude, nous avons réalisé une étude expérimentale du contrôle des décollements de couche limite se produisant sur des profils d'aile en incidence, en régime subsonique.

Les objectifs étaient principalement de trouver la position idéale des micro-jets sur l'extrados de l'aile et de prouver l'efficacité du contrôle en termes d'amélioration des performances aérodynamiques : augmentation de portance, réduction de traînée.

En effet, nous avons pu grâce au suivi de l'évaluation du coefficient de pression sur l'extrados du profil NACA0015, trouver une position adéquate pour que le soufflage de la couche limite, soit le plus efficace possible.

Nous avons pu voir l'influence de la technique de soufflage, sur les performances aérodynamique d'une aile d'avion NACA0015 caractérisée par des décollements naissant au bord de fuite et progressant vers le bord d'attaque avec l'incidence.

Les résultats obtenus prouvent que cette technique peut, améliorer les performances de l'aile toute en évitant l'amplification de la traînée, ce qui engendre même une diminution de la consommation en carburant.

Afin d'améliorer la qualité des résultats et portés une critique sur le coût énergétique de cette technique, il est nécessaire d'élaborer un dispositif expérimental amélioré et contrôlable énergétiquement, par des systèmes de régulation de la pression de contrôle. Afin d'utiliser le minimum d'énergie possible.

Bibliographie

- [1] MERABET Amel, analyse des caractéristiques aérodynamiques d'une aile d'avion de différents profils sous l'effet des vitesses subsoniques, UMC, 2005
- [2] AHMMAD Batikh : Contrôle d'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs micro-fluidiques : études de l'effet de micro-jets synthétiques des écoulements pariétaux, janvier 2008, Université de Toulouse.
- [3] Sébastien Bourgois : étude expérimentale du décollement sur profils d'ailes : Analyse et contrôle, juillet 2008
- [4] E. Coenen : Introduction a la couche limite interactive, UPMC ,1995
- [5] Aérodynamique Fondamentale, Jean-Christophe ROBINET, Art & Métiers Paris-Tech 2009-2010
- [6] Arezki Smaili, étude expérimentale de la couche limite turbulente qui se développe à l'aval d'une manipulation combinée utilisation des lamelles minces et paroi rainurées, novembre 1991
- [7] Julien FAVIER, contrôle d'écoulement : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite, Mars 2007
- [8] https://fr.wikipedia.org/wiki/Profil_NACA
- [9] <http://aviation-tpe.e-monsite.com/pages/la-resultante-aerodynamique.html>
- [10] <http://accrodavion.be/Accrodavions/laportance.html>
- [11] <http://epervier.sudluberon.free.fr/spp/21profil.htm>
- [12] <http://www.gilbert-pernot.fr/trainees.html>
- [13] <http://www.lavionnaire.fr/CelluleHyperBeCs.php>
- [14] <https://cours.espci.fr/site.php?id=2&fileid=306>
- [15] http://www.princeton.edu/~asmits/Bicycle_web/blunt.html

