

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE SAAD DEHLEB BLIDA
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département : Aéronautique



Mémoire pour l'obtention
Du diplôme d'ingénieur d'état en Aéronautique

Spécialité : Construction
Option : Propulsion

THEME
**CALCUL AERODYNAMIQUE
DES PROFILS D'AILES**

PRESENTE PAR :

M^r : CHAGGOU BILLAL

M^r : BOUSSIOUD HAMZA

ENCADRE PAR :

Dr: ALLALI ABDERRAZAK

ANNEE UNIVERSITAIRE 2006 /2007

Sommaire

Introduction Générale

CHAPITRE I : ETUDE DESCRIPTIVE D'UN AVION (AIRBUS A330-200)

I.1-HISTOIRE DE AIRBUS A330-200.....	1
I.2- FICHE DE PRESENTATION TECHNIQUE.....	2
I.3.DESCRPTION	4
I.3.1. LE FUSELAGE.....	4
I.3.1.1. Analyse d'un fuselage.....	4
A/ Nez De Fuselage.....	4
B/ La partie avant de fuselage.....	4
C/ La partie centrale du fuselage.....	6
D/ Partie Arrière du fuselage.....	6
E/ Cône arrière du fuselage.....	6
I.3.2. LES PORTES.....	7
I.3.2.1.Généralités.....	7
I.3.2.2. Localisation.....	8
I.3.2.3.Description.....	8
I.3.3.LES AILES.....	11
I.3.3.1 Généralité.....	11
I.3.3.2 Types et formes de l'aile.....	11
I.3.3.3 L'architecture de l'aile.....	12
I.3.4.L'EMPENNAGE.....	17
I.3.5.TRAIN D'ATTERRISSAGE.....	19
I.3.5.1. Généralité.....	19
I.3.8. LES MOTEURS.....	21
I.3.9.LES AXES PRINCIPALS DE REFERENCE.....	22

CHAPITRE II : COUCHE LIMITE

II.1 INTRODUCTION.....	24
II.2- LE CONCEPT DE COUCHE LIMITE.....	25
II.3-INTRODUCTION A LA COUCHE LIMITE	28
II.4. ETUDE ET CALCUL DE COUCHE LIMITE.....	29
II.4.1.EQUATION DE LA COUCHE LIMITE.....	29
II.4.2.RESOLUSION EQUATION DE BLASIUS	33
II.5.LEMURDUSONETLATRAINEE	37
a/Définition et analyse	37
b/□Ondes de choc.....	39
c/Régions subsonique, transsonique et supersonique.....	40
II.6.Épaisseur de couche limite.....	42
II.6.1.Épaisseur cinématique.....	42
II.6.2.Épaisseur de déplacement	43
II.6.3.Épaisseur de quantité de mouvement.....	43
II.7.□Les facteurs qui influent sur la portance et la traînée.....	44
II.8.la Portance	45

II.9.la Traînée	46
II.10.La résultante aérodynamique.....	46
II.11.Pression dans la couche limite	47
II.12.Décollement.....	48
II.13.Décrochage.....	49
II.14 Moyens d'éviter le décollement	51

CHAPITRE.III.METHODE DES PANEAUX

III.TECHNIQUE DE DISTRIBUTION DES SINGULARITES.....	52
III.1.Méthode de panneaux sources.....	52
III.1.1-Introduction.....	52
III.1.2.PRINCIPE DE LA METHODE	53
III.2. Généralités.....	53
III.2.1.Equations de base.....	53
III.2.2 Fondements théoriques.....	56
a/Les diverses méthodes en bref.....	56
b/Discretisation.....	57
c/Choix et distribution des singularités.....	58
III.3 Méthode de Hess et Smith	60
III.4 Méthode avec tourbillons par formulation de vitesse	62
III.5 Méthode avec tourbillons par formulation de ligne de courant.....	63
III.6.Méthode avec doublets constants par formulation du potentiel	64
III.7.Méthode avec doublets linéaires par formulation du potentiel	65
III.8. Présentation théorique de la méthode avec tourbillons par formulation de ligne de courant.....	66
III.8.1 Discretisation.....	66
III.8.2 Equations de base	66
III.8.3 Conditions aux frontières.....	67
III.9. Les profils d'ailes	69
III.9.1Génération des profils NACA.....	69
III.10. Conclusion	73

CHAPITRE IV : MODELE DE CALCUL D'UN PROFIL D' AILE

IV.1 INTRODUCTION.....	74
IV-2 ETUDE AERODYNAMIQUE.....	74
IV-2-1 Les trois approches de l'aérodynamique.....	74
IV -2-3 Fonction d'une aile.....	75
IV.2-4 Définition d'une aile.....	75
IV .2-4 -1 Profil 2D.....	76
IV -2-4 -2 Aile 3D.....	76
IV -2-5 Définition des forces et moments.....	77
IV -2-5 -1 Portance, traînée et moment de bord d'attaque.....	77
IV -2-5-2 Forces et moments appliqués à un profil 2D.....	78
IV -2-5-3 Efforts aérodynamiques et moments 3D.....	80

IV -2-6 Coefficients aérodynamiques.....	81
IV -2-6-1 Coefficients d'une aile.....	81
IV -2-6-2 Coefficients d'un profil.....	81
IV-2-6-3 Coefficients de pression et de frottement.....	81
IV -2-6-4 Finesse d'un profil ou d'une aile.....	82
IV -2-6-5 Les coefficients de portance et de traînée.....	82
IV -2-6-6 Centre de pression.....	83
IV -2-6-7 Moment quart de corde.....	83
IV -2-6-8 Centre aérodynamique.....	83
IV.3.CALCUL DES EFFORTS AERODYNAMIQUES.....	84
IV.3.1.Equation de base	84
IV.4.DESCRITISATION	87
IV.5. METHODES DES PANEAUX :.....	88
IV -6. ALGORITHME DE CALCUL	88
IV.7.APLICATIONS	89
IV.7.1.Pour le profil NACA 4415	89
IV.7.1.1/Courbe de pression: $c_p=f(x)$	89
IV.7.1.2/Courbe de coefficient de portance, traînée, moment.....	92
A/Courbes de coefficient de portance $c_l=f(\alpha)$	93
B/Courbes de coefficient de traînée $c_d=f(\alpha)$	93
C/Courbes de coefficient de moment $c_m=f(\alpha)$	94
IV.7.1.3 Courbes de la polaire $c_l=f(C_d)$	94
IV.7.1.4 Courbes de Discrétisation $Y=f(x)$	95
IV.7.3. Discussion des résultats numériques	95
IV.7.3. 1.Influence des incidences sur les contours de pression	95
IV.7.3. 2Influence des incidences sur les contours de portance	96
IV.7.3. 3.Influence des incidences sur les contours de traînée	96
IV.7.3. 4.Influence des incidences sur les contours de moment	96
IV.7.3. 5.Allure de courbe de polaire	97
IV.7.3.6.Allure de courbe de Discrétisation	97
IV.8.CONCLUSION.....	98

Conclusion Générale

Bibliographies

Liste des figures

Figure.I.1	Dimensions principales de l'avion
Figure.I.2.	Nombre de section d'avion
Figure.I.3	Partit avant de fuselage (nez, avant, centrale)
Figure.I.4	Nombre de section d'avion
Figure.I.5	Le plan central (assemblage d'aile)
Figure.I.6	Aile externe (arrangement générale)
Figure.I.7	Structure d'aile
Figure.I.8	Les empennages (stabilisateur)
Figure.I.9	Train d'atterrissage
Figure.I.10.	Moteur
Figure.I.11.	Axe de référence de fuselage
Figure.I.12.	Axes de références de l'avion
Figure.II.1	Couche limite sur une plaque plane
Figure.II.2	Variations typiques de la vitesse
Figure.II.3	couche limite sur une parois
Figure.II.4	le mur du son
Figure.II.5	onde de choc
Figure.II.6	vitesses d'avion
Figure.II.7	épaisseur de la couche limite
Figure.II.8	Définition des épaisseurs de la couche limite cinématique .
Figure.II.9	écoulement autour des parois
Figure.II.10	profil des pressions dans la couche limite
Figure.II.11	Décrochage des filets d'air
Figure II.12	Différents ondes de choc
Figure.II.13	profil des pressions dans la couche limite.
Figure.II.14	Décrochage des filets d'air
Figure.III.1	Définition du problème mathématique
Figure.III.2	Discrétisation d'un profil symétrique, le NACA 0018
Figure.III.3	Surface représentative à l'intérieur de laquelle l'identité de Green est applicable
Figure IV.1	Les trois approches de l'aérodynamique
Figure IV.2	Principe de la création de portance par une aile
Figure IV.3	Profil d'aile
Figure IV.4	Aile complète
Figure IV.5	Efforts et moment aérodynamiques
Figure IV.6	Distribution d'efforts surfaciques
Figure IV.7	Efforts surfaciques côté intrados et côté extrados
Figure IV.8	Efforts et moments aérodynamiques 3D
Figure IV.9	Distribution du coefficient de pression

Figure IV.10	Différents points d'application des efforts aérodynamiques
Figure IV.11	Définition du problème mathématique
Figure IV.12	Distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 0°
Figure IV.13	Distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 8°
Figure IV.14	Distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 16°
Figure IV.15	Distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 20°
Figure IV.16.	Evolution numérique du coefficient de portance en fonction des incidences
Figure IV.17.	Evolution numérique du coefficient de traînée en fonction des incidences
Figure IV.18.	Evolution numérique du coefficient de moment en fonction des incidences
Figure IV.19.	Polaire numérique du profil NACA 4415
Figure IV.20	Discrétisation d'un profil NACA 4415

Nomenclature :

Re	nombre de REYNOLDS
u (y)	la vitesse tangentielle
δ	Épaisseur de couche limite
Ue	Vitesse uniforme
L	dimension caractéristique du corps face à l'écoulement.
ν	Viscosité dynamique
ρ	Densité volumique
μ	Viscosité cinématique
a	Vitesse du son
	allongement
M	Nombre de mach
C	La corde
z(x)	La ligne de cambrure moyenne ou squelette
e	L'épaisseur
U	La vitesse à l'infini amont
	L'angle d'incidence
s	L'abscisse curviligne
b	L'envergure
Cr	La corde en pied
S	La surface de l'aile
A	La force axiale
N	La force normale
R	La force résultante
D	La traînée
L	La portance
MBA	Le moment de tangage de bord d'attaque
T	La dérive
M _R	Le moment de roulis
M _L	Le moment de lacet
M _T	Le moment de tangage
Cl	Coefficient de la portance
Cd	Coefficient de la traînée
Cm	Coefficient de moment
δ^*	Épaisseur de déplacement
$\frac{u}{u_{qm}}$	Épaisseur de quantité de mouvement
H	Facteur de forme
Cf	Coefficient de frottement

y	Nombre sans dimension
ξ	Fonction de courant
p	pression
$Q()$	ordre de grandeur

INTRODUCTION GENERALE

L'aérodynamique est l'étude des phénomènes qui se créent autour d'un mobile (aéronef) en déplacement dans l'air, donc l'aérodynamique fait partie de la mécanique des fluides qui étudie le déplacement de l'air et des gaz, ainsi que les forces agissant sur des corps en déplacement relatif dans ces fluides. L'étude consiste à examiner en premier lieu le milieu dans lequel les aéronefs évoluent, puis de déterminer quels sont les critères applicables à ces aéronefs pour qu'ils aient la forme la plus appropriée au déplacement d'un avion en vol, Comme on peut aussi appliquer cette théorie pour étudier les forces exercées par le vent sur un bâtiment, ou encore celle du fonctionnement d'un moulin à vent est des exemples d'applications de l'aérodynamique.

Le problème consiste par exemple évaluer les performances d'un profil d'aile, notamment les forces de portance et de traînée pour une incidence donnée

Ces forces résultent de l'intégration des forces élémentaires de pression et de viscosité qui s'exercent à la surface de l'aile, elles sont déterminées par l'étude de l'ensemble de l'écoulement au tour du profil.

Or nous verrons que les forces qui régissent le mouvement ont plus ou moins d'importance selon la région de l'espace considérée. En aérodynamique classique, il apparaît que les effets de la viscosité deviennent négligeables loin de l'aile. Dans ces conditions, l'étude de l'écoulement dans cette région se trouve simplifiée en vertu de l'approximation dite du 'fluide parfait' ou non visqueux. Notons que l'on néglige pas la viscosité, mais ses effets. De plus, cette notion de fluide parfait ne doit pas être confondue avec celle de gaz parfait, un gaz est parfait lorsque son énergie interne et son enthalpie ne dépendent que de la température. L'air sera considéré comme un gaz parfait, mais son mouvement autour d'un fluide parfait selon que l'on tient compte ou non des effets de la viscosité et de la conductibilité thermique.

Loin de l'aile, l'écoulement est étudié avec les simplifications du fluide parfait mais, près de la paroi, ces approximations tombent en défaut. Car les effets des forces de viscosité cessent d'être négligeables devant ceux des forces d'inertie et de pression. En restant dans le cadre de l'aérodynamique classique, on verra que les effets de la viscosité sont confinés dans une région d'épaisseur faible devant la corde du profil, cette zone est appelée la couche limite. En aval du profil, les couches limites se développant à l'extrados et à l'intrados se fondent pour former le sillage dans lequel il importe également de prendre en compte les effets visqueux.

Depuis Otto Lilienthal et Clément Adler dans les années 1890, les engins volants on énormément évolué.

C'est particulièrement vrai du point de vue des performances, car entre les 50 mètres de Clément Adler, et les milliers de kilomètres que font tous les jours nos longs courriers, Il a fallu modifier et optimiser énormément de caractéristiques. L'une d'entre elles, parmi les plus importantes, c'est l'aérodynamique.

Chacun a vu dans son enfance, que le fait de passer la main par les vitres d'une voiture engendrait une résistance. L'air en mouvement apporte une pression sur la main. Le vol est basé sur ce principe : s'appuyer sur l'air. Tout l'art, maintenant, étant de maximiser ce facteur d'appui : la portance, tout en réduisant la résistance de l'air au vol qui engendre des pertes plus que substantielles d'énergies, et donc de carburant.

Il est nécessaire pour cela d'étudier la forme des ailes : que se soit la forme projetée dans le plan : delta, trapèze, ..., et surtout, ce qui est particulièrement important : le profil (section) de l'aile.

Divers moyens, expérimentaux, ou calculatoires existent pour ces études. L'essor de l'informatique de ces 30 dernières années permet à moindre coût de faire des études aérodynamiques numériques fiables, pour autant que l'on maîtrise les hypothèses utilisées dans le code de calcul.

Une des méthodes utilisée est « la méthode des panneaux ». Elle a servi au développement des avions commerciaux actuels, dont le prestigieux concorde, unique avion commercial supersonique.

Or, cette méthode qui est encore à la base de codes commerciaux utilisés en construction aéronautique existe sous plusieurs formes ayant chacune avantages et inconvénients. L'étude qui va suivre permettra de faire le point sur toutes ces variantes utilisées dans l'étude de profil d'ailes, et développera une de ces méthodes : la méthode de panneaux avec tourbillons par formulation de ligne de courant.

Les résultats mettront notamment en évidence l'importance du nombre de panneaux dans la précision du calcul, les répartitions des coefficients de pression sur le profil, ainsi que l'évolution de la portance en fonction de l'incidence.

II.1 INTRODUCTION

La propagation de la chaleur à travers un fluide (air, eau) est un phénomène bien connu qu'il est facile de mettre en évidence par des expériences élémentaire. Tout le monde a observé l'augmentation de la température en un point éloigné d'une source de chaleur. Ce résultat est l'effet d'une propriété du fluide qu'on appelle la conductibilité thermique : elle se traduit par un transfert de chaleur, donc par un transfert d'énergie.

D'autre part, la cuillère qui remue localement le café dans une tasse tend à entraîner dans son mouvement l'ensemble du liquide et même la tasse si celle-ci est libre de tourner. Ce résultat est l'effet d'une autre propriété du fluide qu'on appelle la viscosité : elle se traduit par un transfert de quantité de mouvement associé à des forces de viscosité.

Ces deux propriétés ont une cause commune : les chocs intermoléculaires qui, progressivement, transportent dans l'ensemble du milieu une information délivrée en un point. La transmission de la chaleur ou de la quantité de mouvements est assurée par un phénomène de diffusion. Ainsi, un fluide quelconque est toujours visqueux et conducteur de la chaleur.

L'aérodynamique en fluide visqueux s'attache spécialement à l'étude des effets de la viscosité et de la conductibilité thermique lorsque le fluide est en mouvement relatif par rapport à un obstacle. Ce mouvement est déterminé par l'équilibre des forces en présence : forces d'inertie, de pression et de viscosité. Les forces visqueuses, de la même façon que celle de pression, sont des forces de surface qui agissent à l'intérieur du fluide, mais également entre des milieux de nature différente; elles agissent en particulier le long de la surface de contact entre le fluide et le solide.

Le problème consiste par exemple à évaluer les performances d'un profil d'ail, notamment les forces de portance et de traînée pour une incidence donnée. Ces forces résultent de l'intégration des forces élémentaires de pression et de viscosité qui s'exercent à la surface de l'aile : elles sont déterminées par l'étude de l'ensemble de l'écoulement autour du profil.

Cette notion du fluide parfait ne doit pas être confondue avec celle de gaz parfait : un gaz est parfait lorsque son énergie interne et son enthalpie ne dépendent que de la température. L'air sera considéré comme un gaz parfait, mais son mouvement autour d'un profil d'aile est traité comme celui d'un fluide visqueux ou d'un fluide parfait selon que l'on tient compte ou on des effets de la viscosité et de la conductibilité thermique.

Loin de l'aile, l'écoulement est étudié avec les simplifications du fluide parfait mais, près de la paroi, ces approximations tombent en défaut car les effets des forces de viscosité cessent d'être négligeables devant ceux des forces d'inertie et de pression. En restant dans le cadre de l'aérodynamique classique, on verra que les effets de la viscosité sont confinés dans une région d'épaisseur faible devant la corde du profil ; cette zone est appelée la couche limite. En aval du profil, les couches limites se développant à l'extrados et à l'intrados se fondent pour former le sillage dans lequel il importe également de prendre en compte les effets visqueux.

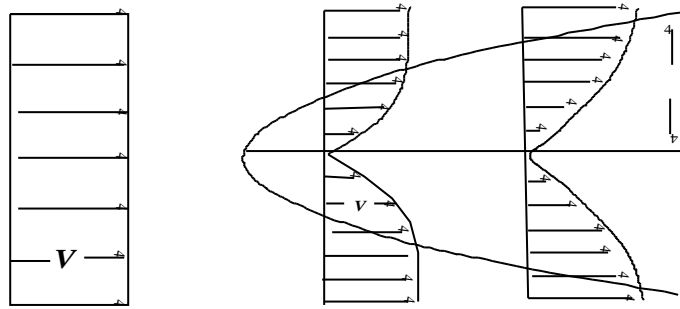
Ces travaux pratiques ont pour objet l'étude de la couche limite, mais il vise également à montrer l'imbrication des approximations de fluide parfait et de couche limite. En effet, l'aérodynamique en fluide parfait et l'aérodynamique en fluide visqueux ne sont que deux aspects d'une même théorie, dont le but est notamment le calcul de l'écoulement autour d'un profil d'aile. En fait, seule une petite partie de l'étude des couches limites sera abordée car l'écoulement sera supposé laminaire.

II.2- LE CONCEPT DE COUCHE LIMITE

La notion de couche limite a été introduite par Prandtl en 1904. L'idée est d'admettre que les effets de la viscosité ne sont sensibles qu'au voisinage de la paroi et qu'ils peuvent être négligés à l'extérieur d'une mince couche fluide adjacente à la paroi. Pour le fluide extérieur, que l'on peut considérer comme parfait, tout se passe comme si le profil réel n'était modifié que légèrement par la présence de cette couche limite ainsi, on conçoit que la théorie du fluide parfait donne des résultats corrects.

Dans la couche limite, la vitesse du fluide, nulle à la paroi d'après la condition de non-dérivée tangentielle, augmente très rapidement avec la distance normale à la paroi. Plus loin, elle tend vers un état où les variations normales de la vitesse dans la couche limite sont suffisamment rapides pour conduire à des vitesses de cisaillement visqueuses appréciables, les forces de viscosité sont pratiquement négligeables (devant les forces d'inertie et de pression), de telle sorte que le fluide est assimilable à un fluide parfait.

L'exemple de couche limite le plus fameux est fourni par l'écoulement sur une plaque plane. Le corps est défini comme une paroi infiniment mince qui forme un demi-plan d'envergure illimitée et dont la surface est parallèle à la vitesse de l'écoulement à l'infini (fig ci-dessous). En fluide parfait, cet obstacle ne perturbe pas l'écoulement et la vitesse est constante partout.



FigII.1. – Couche limite sur une plaque plane

En fluide visqueux ,la vitesse est nulle à la paroi .elle augmente rapidement suivant une normale à la paroi , jusqu'à une vitesse très peu différente de celle du fluide parfait et reste ensuite pratiquement constante

Par commodité d'expression , on définit une épaisseur de couche limite. Conventionnellement, on utilise la distance à la paroi, où la vitesse longitudinale vaut 99 % de la valeur de la vitesse de l'écoulement extérieur .

Cette distance est notée $\delta_{0,99}$. Cette définition est tout à fait arbitraire et il faut signaler de plus que le traitement mathématique du problème impose de rejeter la frontière de la couche limite à l'infini, des épaisseurs caractéristiques de la couche limite mieux définies seront introduites plus tard .

L'épaisseur de la couche limite augmente quand la distance au bord d'attaque augmente .de ce fait , la vitesse verticale n'est pas nulle . les lignes de courant ne sont donc pas parallèles à la paroi . on montera qu'elles s'en éloignent légèrement .

Les lignes de courant de l'écoulement extérieur pénètrent dans la couche limite par sa frontière . le long de leur trajet suivant une ligne de courant , les particules fluides sont freinées et perdent peu à peu de leur énergie par le travail des forces de viscosité . c'est ce qui explique l'épaississement progressif de la limite . De façon équivalente , on peut traduire l'épaississement de la couche limite par une combinaison des effets de convection et de diffusion. La viscosité a tendance à transporter par diffusion un déficit de quantité de mouvement depuis la paroi vers l'extérieur, alors que l'effet de convection consiste en un transport le long des lignes de courant, c'est à dire presque parallèlement à la paroi. Aussi, à une même distance de la paroi, la vitesse des particules a tendance à diminuer quand elles s'éloignent du bord d'attaque.

L'effet des forces de pression, telles que celles qui existent pour un écoulement autour d'un profil, modifie l'épaississement de la couche limite. Si, par exemple, le gradient de pression longitudinal est positif, les forces de pression s'opposent au mouvement et, donc le ralentissent. La couche limite s'épaissit donc plus vite. Dans le cas extrême, les vitesses longitudinales peuvent devenir négatives près de la paroi ; l'écoulement s'inverse dans cette région et les particules fluides ont tendance à s'éloigner de la paroi : la couche limite décolle. Au contraire, en présence d'un gradient de pression longitudinal négatif, la couche limite s'épaissit moins vite.

De même, l'aspiration ou le soufflage vertical à la paroi modifient l'épaississement de la couche limite. Un soufflage a tendance à accroître l'épaississement et une aspiration a l'effet contraire. Ces procédés sont utilisés pour réaliser le « contrôle » de la couche limite. Par exemple, une aspiration peut permettre d'éviter le décollement.

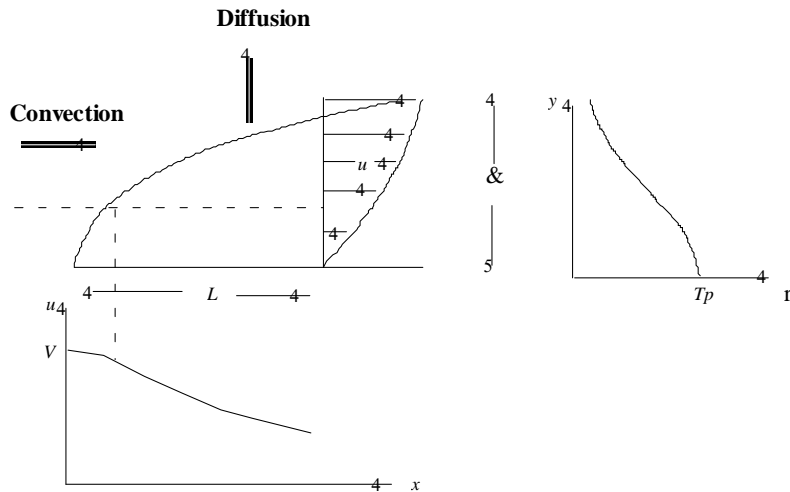
La notion même de couche limite telle que nous l'avons présentée jusqu'à présent implique que le champ de pression calculé par la théorie du fluide parfait est peu modifié par la présence de cette couche limite. En cas de décollement, cette assertion n'est généralement plus valable. Cependant, la notion de couche limite peut être étendue sous certaines réserves et à condition d'apporter des aménagements à la théorie.

L'exemple représentatif est donc celui de l'écoulement sur une plaque plane. Néanmoins, cet exemple simple nécessite encore de préciser les conditions de validité de la notion de couche limite. En effet, selon l'idée que le champ de pression est peu perturbé par les effets visqueux, il découle que, vu par l'écoulement extérieur, l'obstacle fictif formé par la plaque plane et sa couche limite doit être extrêmement élancé. A une distance L du bord d'attaque, l'épaisseur de couche limite doit donc être faible devant la distance L :

$$\delta \ll L$$

Nous allons énoncer la condition pour qu'il en soit ainsi.

La couche limite peut être définie comme la région dans laquelle la variation normale de vitesse est suffisamment rapide pour que la force de cisaillement visqueuse à laquelle elle donne lieu soit de l'ordre de grandeur de la force d'inertie. Il convient donc de comparer l'ordre de grandeur de ces deux forces. Pour comparer les ordres de grandeurs de ces deux forces, il convient d'analyser les variations typiques de vitesse suivant x et y , comme elles sont représentées ci-dessous. Ainsi, à l'extérieur de la couche limite,



FigII.2. – Variations typiques de la vitesse.

II.3-introduction a la couche limite laminaire

Pour un nombre de REYNOLDS élevé ($Re \gg 1$), on a constaté expérimentalement que les effets de la viscosité dans un écoulement autour d'un corps solide sont restreints à des couches minces localisées le long de la surface du corps et en aval du sillage du corps. Ces couches minces le long de la surface du corps sont appelées couches limites.

A l'intérieur de ces couches la vitesse tangentielle ($u(y)$) par rapport à la paroi change rapidement, cette vitesse est égale à zéro (0) à la paroi et se rapproche à la vitesse U_e à l'extérieur de cette couche limite où l'écoulement est non visqueux.

Cette variation se produit sur une distance caractéristique δ de la couche qui est appelé épaisseur de la couche limite.

La couche limite est dite mince quand on aura $\delta / L \ll 1$, où L représente une dimension caractéristique du corps face à l'écoulement.

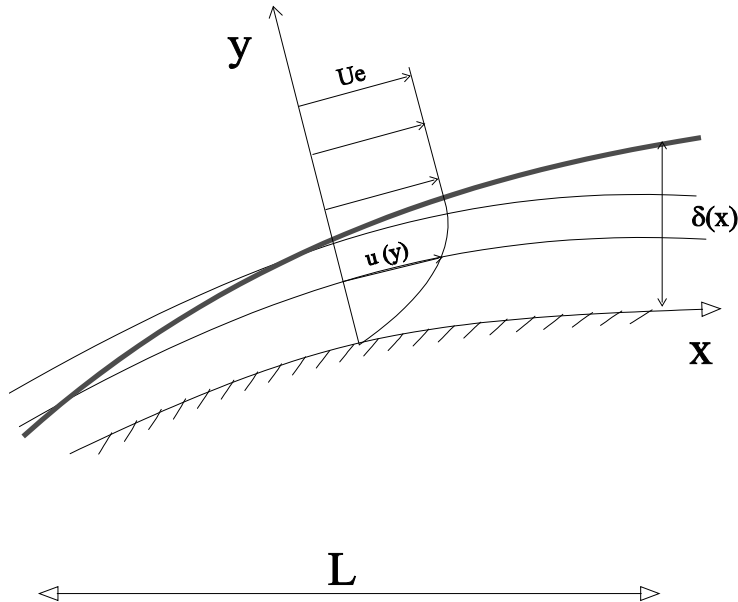


fig.II.3 couche limite sur une paroi

II.4. Equation de la couche limite

Concernant l'écoulement dans la couche limite, la longueur caractéristique L dans la direction x étant d'un ordre différent de celui de δ dans la direction y , certains termes dans les équations exactes jouent un rôle négligeable.

Donc on peut construire une théorie approximative mais systématique pour les couches limites à partir des équations exactes.

Les équations approximative peuvent être résolues dans plusieurs cas, alors que les équations exactes n'admettent pas de solutions analytiques.

La vitesse à l'extérieur de la couche limite $U_e(x)$ est une fonction de x et la pression associée à $U_e(x)$ est donnée par :

$$U_e \frac{dU_e}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx}, \quad \text{ou} \quad p_e + \frac{1}{2} \rho U_e^2 = cte \quad (\text{II.1})$$

En utilisant la notation $\mathbf{v} = (u, v)$, l'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.2})$$

L'ordre de grandeur du premier terme est défini par la variation Δu par rapport la longueur caractéristique L dans la direction x . Cette même variation

est de $Q(Ue)$ (notation Q veut ordre de grandeur) sur la distance caractéristique L .

Donc $\partial u / \partial x$ est de $Q(Ue/L)$. Pour le deuxième terme il s'agit de la variation Δv par rapport la longueur caractéristique δ dans la direction y .

A la parois ou $y = 0$ on a $v = 0$ et à la limite supérieure de la couche limite ou y est de $Q(\delta)$, la valeur de v est désignée par $v(x, \delta) = v_\delta$.

Donc $\partial v / \partial x$ est de $Q(v_\delta / \delta)$.

Par ailleurs les deux termes de l'équation de continuité ont le même ordre de grandeur dans la couche limite. Ils mettent en relation le débit du fluide qui entre dans la couche limite à sa limite ; par conséquent on obtient :

$$v = v_\delta = Q(Ue\delta / L) \quad (II.3)$$

Puisque $\delta \ll L$ on a $v_\delta \ll Ue$ et donc l'écoulement est presque parallèle à la paroi.

Pour déterminer l'ordre de grandeur des termes dans les équations de mouvement de NAVIER-STOKES :

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \epsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \epsilon \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{cases} \quad (II.4)$$

On considère d'abord la composante l'équations de mouvement de NAVIER-STOKES dans la direction des x :

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ u \frac{\partial u}{\partial x} &= Q \left(\frac{U_e^2}{L} \right) \quad Q(\cdot) : \text{ordre de grandeur} \\ v \frac{\partial u}{\partial y} &= Q \left(\frac{U_e u}{L} \frac{U_e}{u} \right) \\ \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= Q \left(\epsilon \frac{U_e}{L^2} \right) \\ \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= Q \left(\epsilon \frac{U_e}{u^2} \right) \end{aligned} \quad (II.5)$$

L'ordre de grandeur du deuxième terme a été déterminer par l'utilisation de l'équation (II.3).

Il s'en suit que les deux premiers termes de l'équation (II.5) ont le même ordre de grandeur.

Par contre , le premier terme contenant la viscosité est plus petit que le second et peut être négligé.

L'ordre de grandeur des termes d'inertie et de viscosité indique donc que :

$$(U_e^2 / 2) = Q(\nu U_e^2 / \delta^2)$$

d'où on tire :

$$\frac{u}{L} = Q\left(\frac{1}{\sqrt{Re}}\right) \quad , \quad \text{avec} \quad Re = \frac{U_e L}{\nu} \quad (\text{II.6})$$

On considère maintenant la composante l'équations de mouvement de NAVIER-STOKES dans la direction des y :

$$\begin{aligned} u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \\ u \frac{\partial v}{\partial x} &= Q\left(U_e \frac{U_e u}{L^2}\right) \quad Q(\cdot) : \text{ordre de grandeur} \\ v \frac{\partial v}{\partial y} &= Q\left(\frac{U_e u}{L} \left(\frac{U_e u}{L} \frac{1}{u}\right)\right) \quad (\text{II.7}) \\ \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} &= Q\left(\nu \frac{U_e u}{L} \frac{1}{L^2}\right) \\ \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} &= Q\left(\nu \frac{U_e u}{L} \frac{1}{u^2}\right) \end{aligned}$$

Les termes $u (\partial v / \partial x)$, $v (\partial v / \partial y)$ et $\nu (\partial^2 v / \partial y^2)$ sont de ordre de grandeur de $(U_e \delta / L^2)$ selon l'équation (II.6).

Il s'en suit que :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = Q\left(\frac{U_e^2}{L^2}\right) \quad (\text{II.8})$$

C'est -à- dire que le gradient de pression dans la direction y est au premier ordre égal à zéro , donc la pression est constante dans la direction y perpendiculaire à la paroi dans la couche limite :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad , \quad \text{d'ou} \quad p = p(x) \quad (\text{II.9})$$

Par contre la variation de la pression dans la direction x est imposé par l'écoulement non visqueux à l'extérieur de la couche limite est donné par (II. 1). Pour la couche limite bidimensionnelle incompressible les équations au premier ordre de δ / L sont ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{II.10} \\ \text{II.11} \\ \text{II.12} \end{array}$$

le nombre de Reynolds :

Nombre R qui caractérise l'écoulement d'un fluide : lorsqu'il est inférieur à une certaine valeur critique (env. 2 000), l'écoulement est laminaire; dans le cas contraire, il est turbulent.

$$Re = \rho \cdot U \cdot L / \mu = U \cdot L / \nu \quad ; (L : \text{longueur caractéristique}).$$

II.5.Épaisseur de couche limite

II.5.1.Épaisseur cinématique δ

L'épaisseur cinématique δ de la couche limite est définie conventionnellement à partir du rapport entre la vitesse du fluide sur la frontière (v_1) et sa vitesse V loin de la paroi, dans la même section normale à la paroi,

Figure (II.5). Ce rapport est en général pris égal à 0,99, ce qui signifie que, dans la zone potentielle, la variation du vecteur vitesse reste inférieure à 1 %. On a :

$$v_1 = 0,99 \quad V \quad \text{à} \quad y = \delta$$



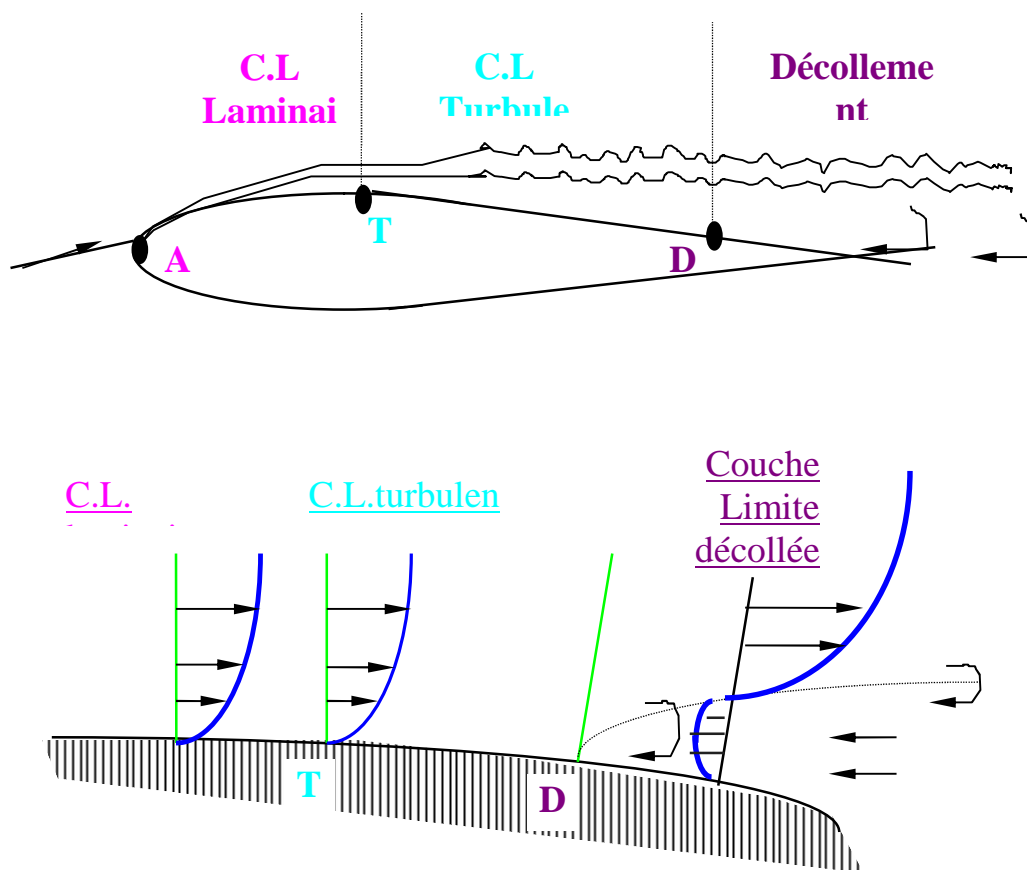


Figure II-4 : épaisseur de la couche limite.

II.5.2.Épaisseur de déplacement $\delta^*(x)$

L'épaisseur de déplacement δ^* est l'épaisseur, au voisinage de la paroi, qui ne devrait pas contenir d'écoulement si la vitesse du fluide était

constante, et égale à celle de l'écoulement potentiel V , pour avoir le même débit. Suivant cette définition et en notant par u le débit volumique par unité de longueur dans la couche limite, supposée bidimensionnelle, on a :

$$u^* = \int_0^u \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) dy$$

II.5.3.Épaisseur de quantité de mouvement u_{qm} ou épaisseur dynamique :

L'épaisseur de quantité de mouvement u_{qm} est l'épaisseur, au voisinage de la paroi, qui ne devrait pas comporter d'écoulement pour que la perte de flux de quantité de mouvement, si la vitesse valait partout V , soit la même que dans le cas réel, Figure (II.5). Dans le cas réel, la perte de flux de quantité de mouvement vaut :

$$u_{qm} = \int_0^u \frac{V_1}{V} \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) dy$$

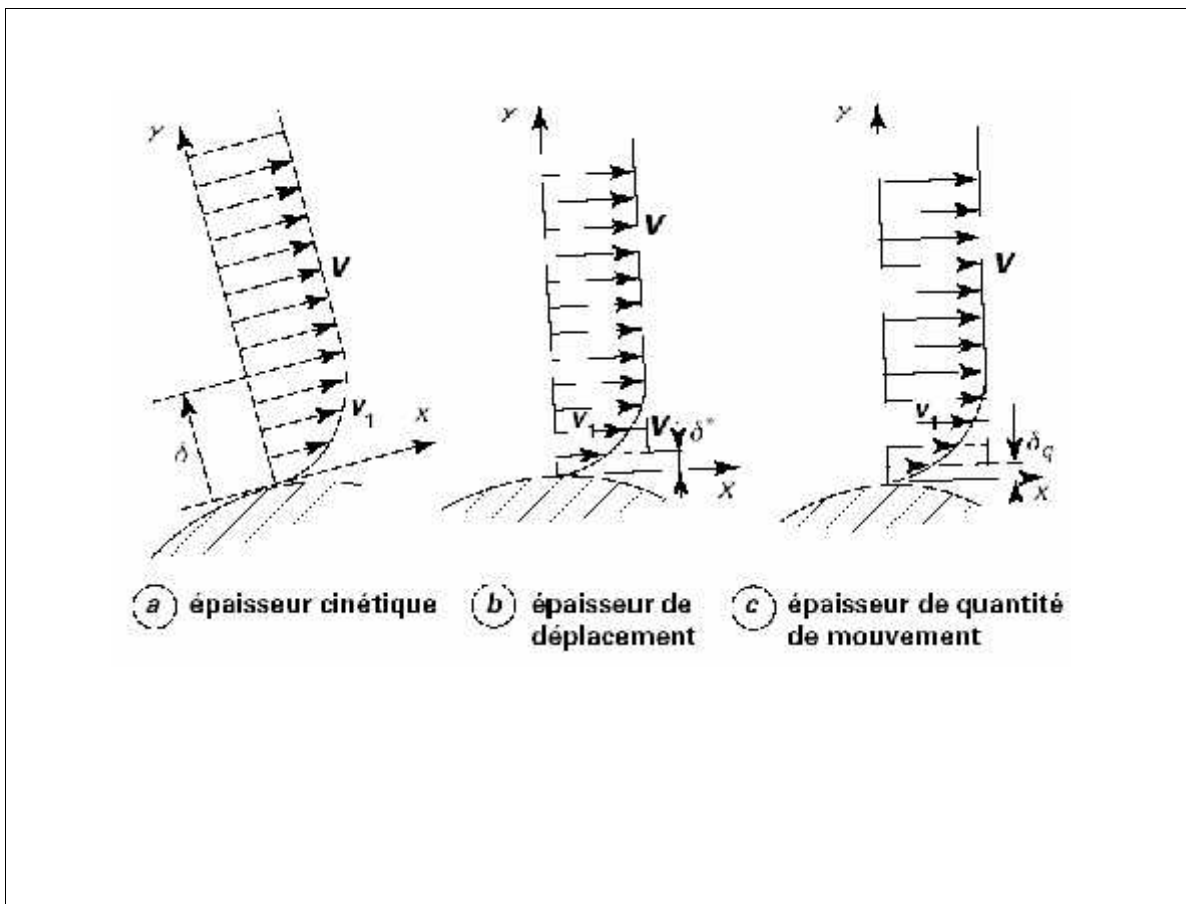


Figure II-5. Définition des épaisseurs de la couche limite cinématique.

Facteur de forme

$$H = \frac{\delta^*}{\theta^*}.$$

Force de frottement

$$\tau_p = \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}.$$

Coefficient de frottement

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}.$$

II.6. Transition dans la couche limite

Dans la couche limite, l'écoulement est toujours laminaire. A une certaine distance du bord d'attaque de la plaque, l'écoulement peut devenir turbulent

Cette distance dépend de la valeur de V . La limite d'apparition de la turbulence est caractérisée par une brusque augmentation de la dérivée de V par rapport à X et du cisaillement ou de $\frac{\partial V_1}{\partial y}$ à la paroi. Le point où se produit la transition X_{lt} est donné par le nombre de Reynolds de couche limite :

$$Re_{xt} = \frac{V \cdot X_{lt}}{\epsilon}$$

Re_{xt} est de l'ordre de 3×10^5

Cependant, la zone laminaire existe quel que soit le niveau de turbulence qui peut avoir lieu dans le courant libre. En effet, dans la partie turbulente de la couche limite, les fluctuations propres à la turbulence tendent graduellement vers 0 au voisinage immédiat de la paroi. Ainsi, il persiste toujours un film laminaire entre la paroi et la zone turbulente. La présence de ce film laminaire, dit encore sous-couche limite laminaire, est due au fait que dans cette zone la compétition entre les forces de viscosité et les forces d'inertie tourne à l'avantage des premières du fait de la forte valeur du gradient de la vitesse d'une part, de la faible valeur de la vitesse (qui tend vers 0 à la paroi) d'autre part.

La célérité du son –nombre de Mach

La vitesse du son joue un rôle fondamentale dans la suite de notre étude , elle est symbolisé couramment par a , elle définit comme la vitesse de propagation d'une perturbation infiniment faible crée dans l'air au repos cette perturbation ponctuelle élémentaire produite au temps $t=0$ est à un instant t postérieur une onde sphérique dont le rayon est $a t$.

Lorsque le point p l'origine de la perturbation est animé de la vitesse V par rapport au fluide au repos deux cas sont à distinguer selon que le rapport $M=V/a$, appelé nombre de Mach est inférieur ou supérieur à 1.

II.7.Compressibilité et incompressibilité :

Lorsqu'un corps se déplace à des vitesses relativement faibles on suppose que l'air se comporte comme s'il était incompressible malgré qu'il est compressible en réalité .

Bien entendu que cette supposition n'est pas vraie ;l'air est effectivement compressible et dilatable à toutes les vitesses. la volumique de l'air varie lorsqu'un avion se déplace aux vitesses ordinaires de vol. cependant nous faisons une erreur pour ainsi dire négligeable en supposant que l'air était incompressible tandis que la simplification que cette supposition apportait à l'étude de l'aérodynamique aux basses vitesses était loin d'être négligeable .

Lorsque nous approchons de la vitesse de son , l'erreur induite par une telle supposition n'est plus acceptable :

La compression et la dilatation apparaissent d'une façon évidente on peut plus considérer que cet élément se comporte comme l'eau et nous devons aborder l'étude de ce sujet d'une façon différente .

Maintenant si on traite le domaine transsonique , nous traitons avec un fluide compressible et dilatable.

Les tables qui suivent nous donnent une idée de l'erreur impliquée. elle indique le pourcentage d'erreur dans l'estimation de la traînée d'un corps à différentes vitesses lorsqu'on applique les lois ordinaires de l'aérodynamique c'est à dire lorsque on suppose que l'air est incompressible.

M/s	VITESSE		Erreur induite en supposant que l'air est incompressible
	noeuds	Km/h	
	87	161	Environ 1/2%
	175	322	Moins de 2%
	260	483	4%
	347	644	7%
	436	805	11%
	522	966	16%

Il apparaît donc clairement qu'il faut commencer à changer nos conceptions à des vitesses très inférieurs à 661 nœuds.

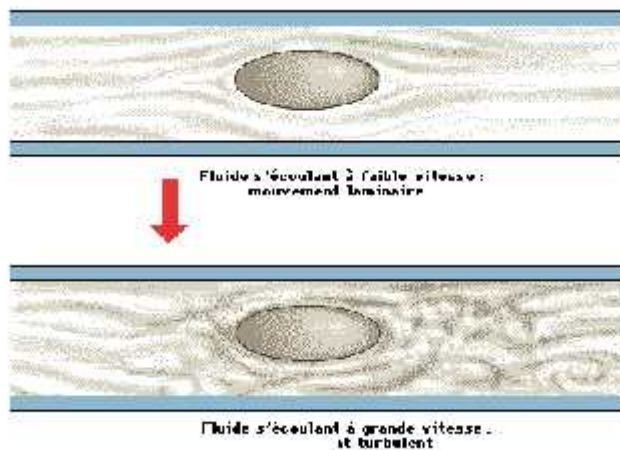


FIG.7.fluide laminaire-turbulent

II.8. La portance et la traîné :

En tant que somme des forces aérodynamiques appliquées à l'aile la résultante matérialise tout les effets dus à la résistance offerte par l'aile au déplacement de l'air. Ces effets sont utiles lorsqu'ils participe à la sustentation ou missible lorsqu'ils s'opposent à l'avancement. Pour matérialiser ces deux effets et faciliter l'explication des phénomènes intéressant l'aile on décompose la résultante aérodynamique en deux forces :

L'une perpendiculaire au vent relatif appelé portance, elle matérialise la partie utile de la résultante qui assure la sustentation de l'aile et permet le vol. dés qu'elle est égale au poids de l'avion celui-ci peut se maintenir en équilibre dans l'air.

L'autre parallèle au vent relatif appelé traînée elle matérialise la fraction nuisible de la résultante exerce toujours son action en sens inverse du mouvement de l'aile et s'oppose à celui-ci.

D'une manière plus précise on définit :

a/la Portance :

La portance, qui assure la sustentation de l'avion, est proportionnelle à l'aire de la voilure, qui est la surface exposée au flux d'air, ainsi qu'au carré de la vitesse de ce flux d'air. Elle est aussi proportionnelle à l'angle d'incidence, qui correspond à l'angle sous lequel le flux d'air rencontre le plan de sustentation.

Ces facteurs de proportionnalité ne se vérifient que pour des incidences inférieures à une incidence limite, appelée incidence de décrochage. Au-delà, le flux d'air décolle, provoquant un abaissement progressif ou brutal de la portance.

Lorsqu'un avion vole à altitude et à vitesse constantes, son poids est équilibré par la portance. Si l'angle d'incidence augmente, tout en restant inférieur à l'incidence de décrochage, l'avion s'élèvera. Si l'angle d'incidence diminue, c'est-à-dire si l'aile s'incline vers le bas, l'avion perdra de la portance et commencera à descendre. De même, un avion prendra de l'altitude si on augmente sa vitesse et en perdra dans le cas inverse.

Lors d'un vol, le pilote est amené à modifier fréquemment la vitesse et l'angle d'incidence de son appareil. Ces deux paramètres doivent souvent être contrebalancés. Ainsi, si le pilote souhaite augmenter la vitesse de l'avion tout en gardant la même altitude, il devra réduire l'incidence afin de compenser le supplément de portance dû à l'accroissement de la vitesse de l'appareil.

Lorsque le pilote se prépare à atterrir, il fait perdre de l'altitude à son appareil et réduit sa vitesse. Cette diminution de la vitesse provoque une chute importante de portance, que le pilote compense en augmentant la surface de l'aile et son angle d'incidence. Pour cela, il déploie les volets de l'avion, qui sont des dispositifs hypersustentateurs escamotables, situés sur les ailes.

La plupart de ces volets sont normalement repliés pendant le vol de croisière. Il existe deux sortes de volets : les volets de bord de fuite, placés à l'arrière de l'appareil, qui augmentent la portance à incidence constante et les bords de bord d'attaque, à l'avant de l'aile, qui ralentissent le phénomène de décrochage.

b/la Traînée :

La traînée représente la force engendrée par la résistance de l'air, qui tend à freiner le mouvement de l'avion dans l'atmosphère. Elle doit être équilibrée par la poussée du moteur et peut être réduite en profilant l'appareil.

Les concepteurs d'avion tentent de concevoir des appareils qui possèdent un rapport portance/traînée aussi élevé que possible, mais se trouvent limités par des facteurs tels que la vitesse ou le poids de l'avion. De plus, lorsqu'un avion vole à vitesse supersonique, une traînée supplémentaire apparaît, diminuant considérablement le rapport portance/traînée.

c/ La résultante aérodynamique :

Chaque corps en mouvement dans l'air et soumis de la part de celui-ci à une résistance qui tend à s'opposer à ce mouvement cette résistance a son origine dans les propriétés de l'air (inertie viscosité compressibilité) mais dépend aussi des caractéristiques de corps intéressé (surface, forme,...).

Cette action de l'air se traduit en chaque point de la surface du corps par :

Une forme élémentaire de pression, perpendiculaire à la surface ; Une force élémentaire de frottement, tangente à la surface.

Par conséquent chaque point de l'aile soumis à l'action de l'air est le siège d'une force de pression associée à une force de frottement. L'aile est donc soumise dans son ensemble à une multitude d'actions élémentaires. Dans un souci de simplification on décide de remplacer toutes ces forces élémentaires par une force unique appelée résultante aérodynamique.

La direction le sens et l'intensité de la résultante peuvent être représentés commencent sur le profil de l'aile par un vecteur.

Le point d'application de ce vecteur sur la corde de référence du profil, porte le nom de centre de poussée .

La grandeur de la résultante et sa position sont liées entièrement à un certain nombre de facteurs parmi lesquels l'angle d'incidence .

II.9. Les facteurs qui influent sur la portance et la traînée

Au cours des essais aérodynamiques pratiqués en soufflerie, il est d'usage de mesurer directement les valeurs de la portance et de la traînée plutôt que celle de la résultante aérodynamique .

L'expérience montre que l'une et l'autre de ces forces varient avec :

- L'angle d'incidence.
- La forme du profil
- La forme et l'allongement de l'aile ($=E^2/S$)
- La vitesse relative
- La surface de l'aile
- La densité de l'air.

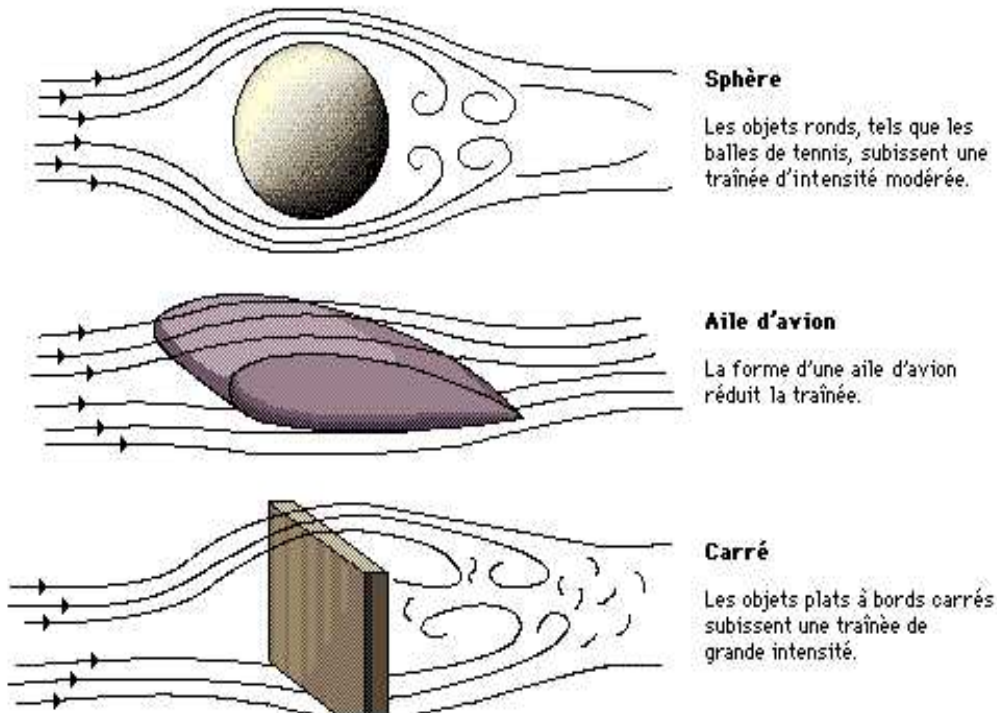


FIG.II.8.écoulement autour des parois

II.10. Le mur du son et la traînée

a/.Définition et analyse

Si nous utilisons le mot « mur » pour donner une image des difficultés que nous éprouvons à nous approcher de la vitesse du son ou à dépasser cette vitesse il est tout à fait juste de dire que le nombre de Mach critique représente la face intérieure de ce mur.

Quels sont les problèmes de vol de l'autre côté du mur c'est à dire le vol à partir de la face extérieure ? en d'autres mots nous avons déjà quelques notions du vol aux vitesses subsoniques mais qu'en est-il du vol transsonique et supersonique ?

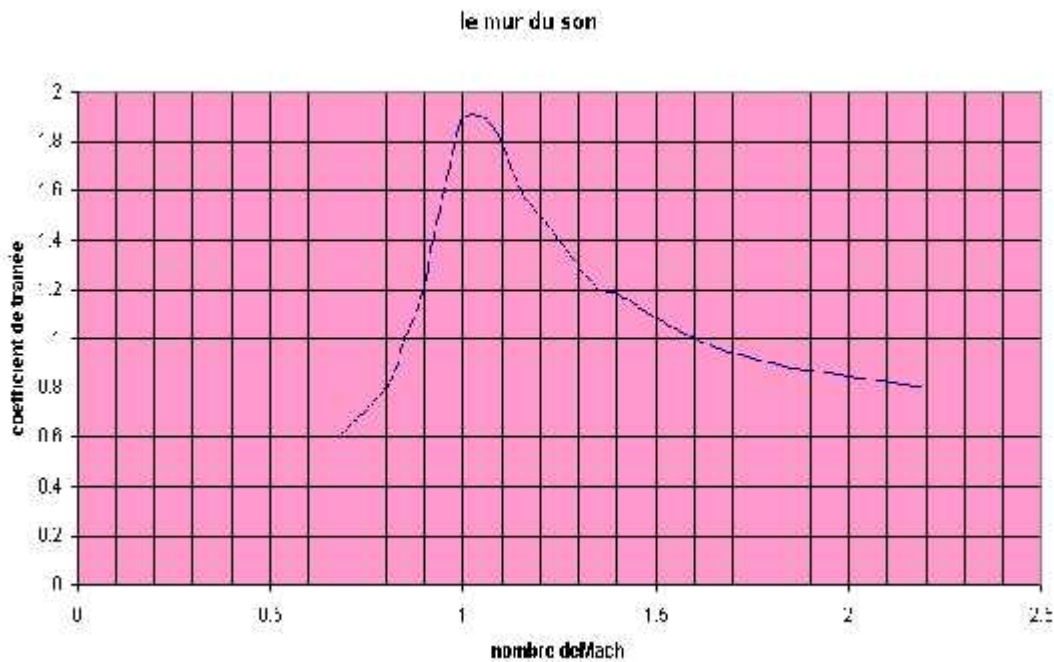


Fig.II.9.le mur du son

Du point de vue de la traînée il est facile de donner une réponse raisonnable à ces question puisqu'on les étudiées pendant de nombreuses années tant sur le plan théorique que pratique lors des recherches sur le vol des obus et des balles il est commode de donner cette réponse en termes de coefficient de traînée plutôt qu'en termes de traînée.

Le graphe ci-dessus donne une très bonne image de comportement réel du coefficient de traînée pour un profil mince on observe que le coefficient de traînée reste constant jusqu'à un nombre de Mach d'environ 0,7 ce qui est conforme aux principes élémentaires mais à partir de ce point il commence à

croître ce point correspond selon certain définitions au nombre Mach critique à partir de $M=0,8$ environ le C_x augmente rapidement remarquez comme le trait plein de la courbe se transforme en pointillé puis redevient un trait plein aux environs de $M=1,2$ la raison de cette particularité graphique est intéressante autrefois les souffleries à haute vitesse se bloquaient chaque fois que la vitesse de l'écoulement était proche de la vitesse du son puisqu'une onde de choc se développait à angle droit par rapport à la veine elle-même et empêchait le maintien de la vitesse. Cependant il était possible de faire de fonctionner la soufflerie jusqu'à $M=0,85$ environ et à partir de $M=1,2$ il y avait donc une zone à l'intérieur de laquelle il n'était pas possible d'effectuer des essais en soufflerie

.tous ces problèmes sont maintenant sont résolus dans les souffleries modernes on a même réalisé d'autres expériences sans souffleries en larguant des corps d'une certaine hauteur en les propulsant avec des fusées et bien sur en faisant des essais en vol .

Après avoir dépassé un nombre de Mach d'environ 1,2 les résultats démontrent que le C_x décroît pour redevenir constant aux environs de $M=2$ ou plus mais il est maintenant alors une valeur plus élevée que la valeur originale (deux à trois fois supérieur).

En passant mentionnons qu'un corps ayant un nombre de Mach critique élevée n'offre aucune garantie de maintenir sa supériorité à des nombres de Mach plus élevés. En fait tout tend à prouver que ce plutôt le contraire qui se produit. Le bon vieux spitfire fait bien de se reposer sur les lauriers acquis dans le domaine subsonique.

La courbe montre bien que l'emploi du mot « mur » est tout à fait fondé : il y a effectivement un obstacle à franchir. Mais elle montre aussi que les conditions de l'autre côté du mur redeviennent plus acceptables et que l'idée du vol supersonique que nous connaissons bien maintenant n'avait pas à être considérée comme farfelue.

b. □ Ondes de choc :

Quand la vitesse de l'écoulement autour d'un corps profilé augmente le premier phénomène qui révèle un changement dans la nature de l'écoulement et la transformation en un point donné du régime laminaire au régime turbulent.

A partir de ce point généralement situé à une certaine distance en arrière du bord d'attaque un sillage turbulent prend naissance. Ce phénomène peut se produire à des vitesses inférieures à la moitié de celle du son ; il crée bien sûr un accroissement de traînée qui n'est pas conforme à ce que nous pourrions nous attendre en appliquant la règle du carré de la vitesse.

A mesure que la vitesse augmente le point de transition se déplace vers l'avant et si la couche laminaire épaisse considérablement l'écoulement peut se décoller la zone turbulent envahit graduellement la surface de l'aile et le sillage turbulent s'amplifie.

Quand on atteint les trois quarts de la vitesse du son on assiste à la formation d'une onde de choc ; on peut la représenter par une ligne approximativement perpendiculaire à la surface du corps ; elle se traduit par une augmentation brusque de la pression et de la masse volumique de l'air qui a pour effet de retenir l'écoulement donc de provoquer une diminution de la vitesse du

courant. Le décollement et le sillage turbulent prennent naissance au point où l'onde de choc rencontre la surface ce point se trouve habituellement au voisinage de la cambrure maximale c'est à dire à l'endroit où la vitesse de l'écoulement est la plus grande.

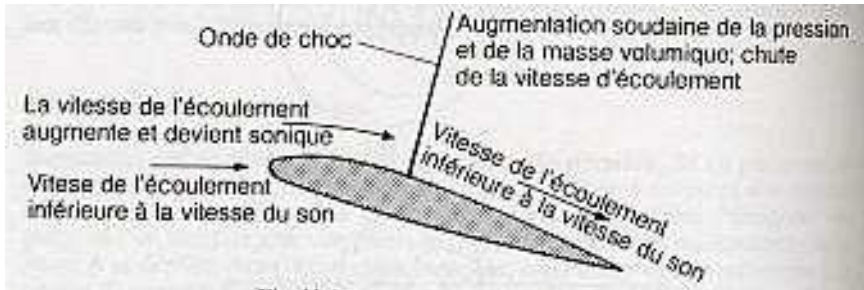
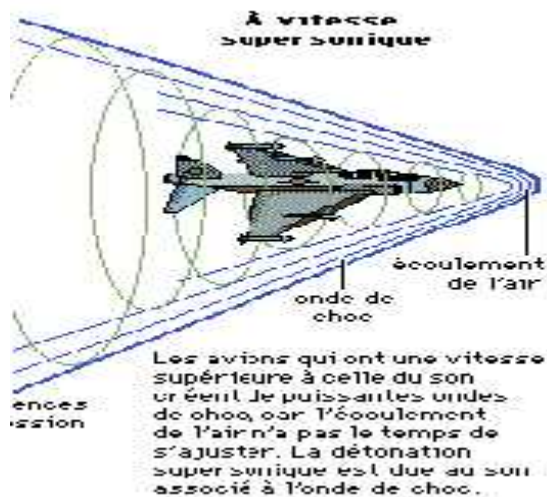


Fig.II.10.ONDE DE CHOC



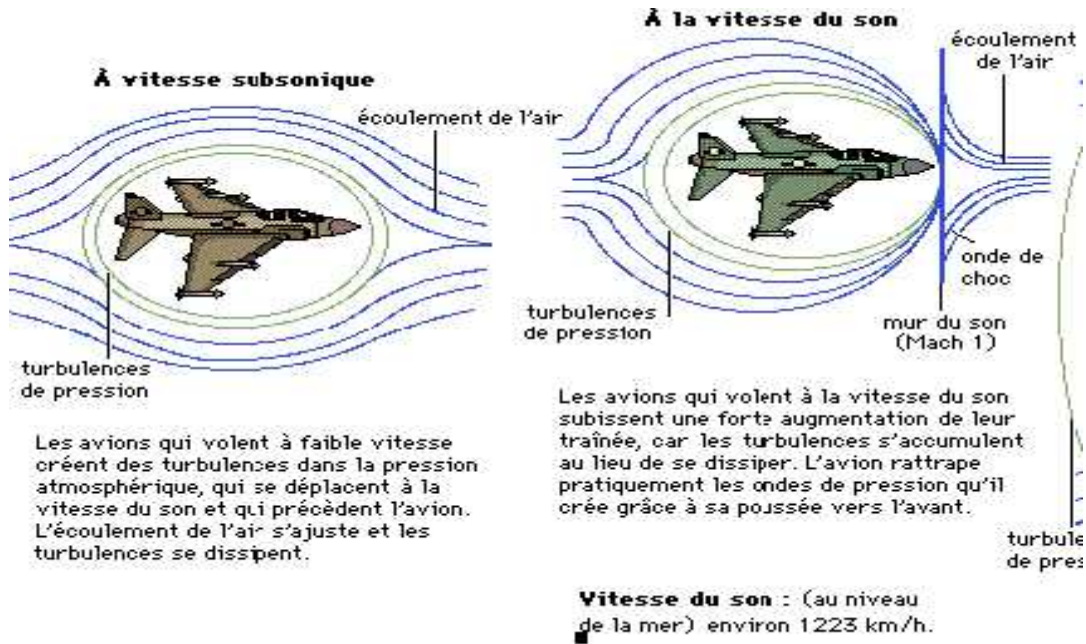


FIG.II.11.DIFFERENTS REGIMES DE L'ÉCOULEMENT

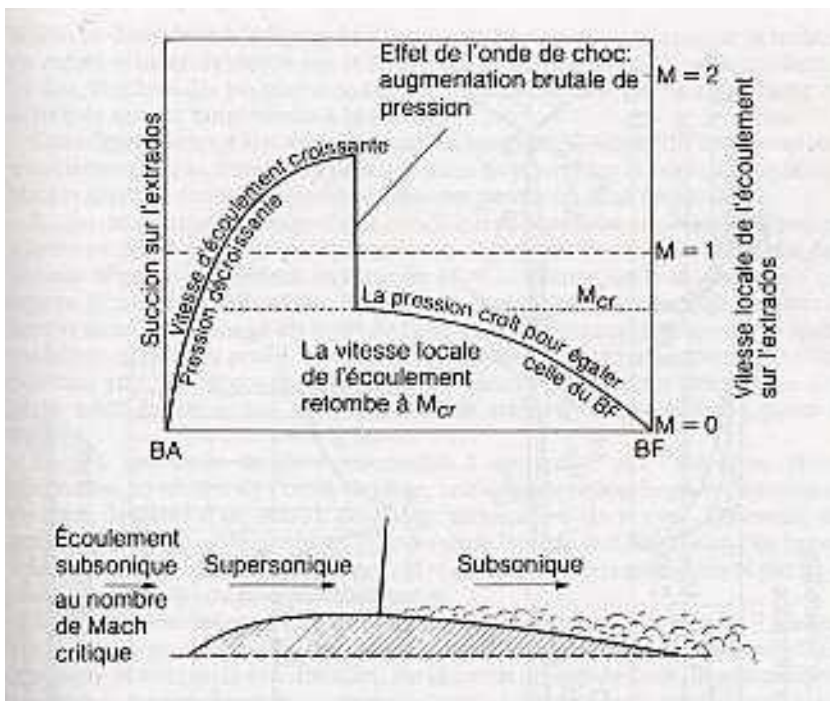


Fig.II.12.effets de l'onde de choc

c/Régions subsonique, transsonique et supersonique :

Il est clair que les problèmes de vol sont tout à fait différents dans les Régions subsonique, transsonique et supersonique, les lignes de démarcation sont très vagues.

La région subsonique est située au dessous de $M=0,8$, la région transsonique entre $M=0,8$ et $M=1,2$ et le supersonique au dessus de $M=1,2$. Certains arguments nous permettent de considérer que la région transsonique commence plutôt c'est à dire à un nombre de Mach d'environ 0,7. En termes de vitesse au niveau de la mer cela revient à définir les vitesses subsonique comme étant inférieures à 450 nœuds les vitesses transsoniques comprises entre 450 nœuds et 1000 nœuds ou même 1200noeud et les vitesses supérieures appartenant au domaine supersonique.

Ce qui nous intéresse ce sont les vitesses du domaine transsonique cette plage étroite comprise entre $M=0,8$ et $M=1,2$. Cette plage de nombre de Mach nous réserve les problèmes les plus fascinants du vol, c'est dans cette plage que se produisent la plupart des changements : le passage d'une incompressibilité apparente à une compressibilité bien réelle le franchissement du mur du son le remplacement graduel d'un écoulement subsonique par un autre supersonique, etc. c'est un domaine qui même à l'heure actuelle ne nous a pas encore livré tous ses secrets.

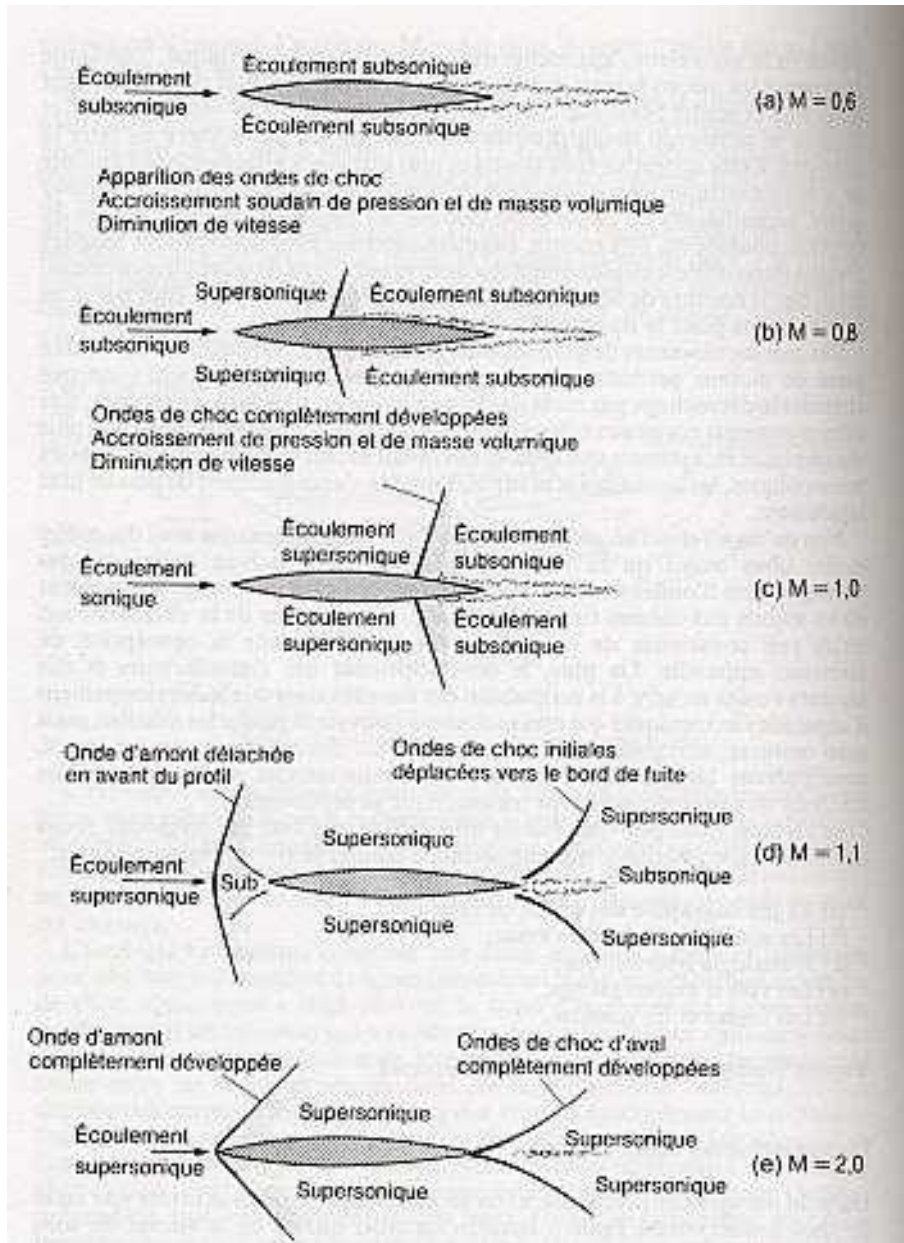


Fig.II.13.DIFFIRENTS ONDES DE CHOC

II.11.Pression dans la couche limite

Dans la couche limite d'une paroi plane, les lignes de courant sont quasiment parallèles entre elles bien que la chute de débit dans la couche limite entraîne la présence d'une composante normale de la vitesse. Cette constatation conduit à adopter très souvent l'hypothèse de la constance de la pression suivant une normale à la paroi (surtout dans le cas de fluides peu visqueux).

Cette remarque, est très importante car elle permet de connaître la pression sur la paroi à partir d'une étude des pressions hors de la couche limite, où le fluide peut être considéré comme parfait, Figure (II.14).

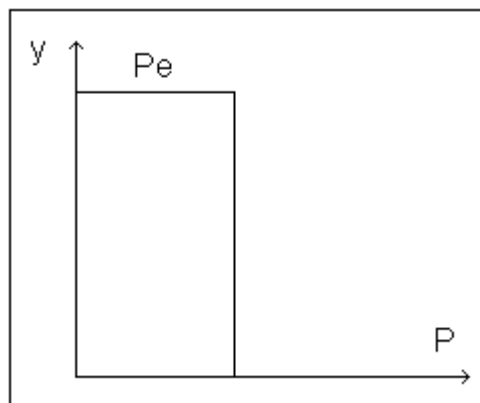


Figure II.14 : profil des pressions dans la couche limite.

II.12.Décollement

Le décollement de la couche limite sur une aile d'avion provoque une chute de la portance et une augmentation de la traînée de l'aile, ce qui correspond à une baisse notable des performances aérodynamiques de l'avion. Le décollement de la couche limite survient lorsque l'angle d'incidence de l'aile

par rapport à l'écoulement incident devient trop important, ce qui correspond pratiquement à un cabrage de l'avion (décollage ou atterrissage par exemple). Si cet angle devient trop important, se produit le phénomène de décrochage où la couche limite est fortement décollée et la portance chute de façon très importante. Ce phénomène est à l'origine de certains accidents aériens liés à la perte de contrôle de l'appareil.

- Un décollement apparaît quand le fluide est freiné non seulement par le frottement à la paroi mais aussi par un gradient de pression adverse (la pression augmente localement dans le sens de l'écoulement). L'énergie cinétique du fluide n'est plus suffisante pour vaincre la dissipation visqueuse et surmonter l'accroissement de pression à l'intérieur du fluide. Le profil de la vitesse dans le voisinage immédiat de la paroi devient plat au point de décollement (écoulement localement au repos), puis concave dans la direction principale de l'écoulement (écoulement inverse). Le fluide quitte la surface mouillée de la paroi pour court-circuiter la région du décollement. Lorsque l'écoulement est périodique, l'étendue de la zone de décollement varie au cours du cycle. De plus, le décollement peut migrer.

- Si le décollement s'initie à l'endroit précis où le gradient de vitesse s'annule, la surface de discontinuité elle-même (ou surface de décollement) n'est pas forcément aussi nette que celle représentée sur la figure. En fait, il s'agit moins d'une véritable surface de contact entre une rétro-circulation et les filets de la couche limite de l'écoulement général, que d'une nappe de fins rotors, plus ou moins stable, plus ou moins mouvante. Par ailleurs cette nappe n'est pas non plus parallèle à l'écoulement puisqu'elle se referme plus ou moins loin derrière le profil avec celle venue du côté opposé du profil.

- Le point de décollement est un point singulier à plus d'un titre. En effet c'est le lieu où :

- le gradient de vitesse s'annule,
- la couche limite décolle,
- la sous-couche laminaire (évoquée dans la figure 15) disparaît,
- la contrainte tangentielle s'annule,
- le coefficient de frottement local devient nul, et tout ceci nécessairement.

o Le sommet du profil (point où la tangente à la surface du profil est parallèle à l'écoulement général) constitue le lieu où change le sens des variations de vitesses locales, et des variations de pression statique :

-en amont, c'est une zone d'accélération des filets d'air et donc de détente.

-en aval, c'est une zone de recompression et de ralentissement de ces filets.

C'est la raison pour laquelle, ce sommet est appelé "point de recompression".

o La courbe d'évolution du gradient de vitesse est symétrique à celle l'évolution du gradient de pression, du moins en écoulements sains (c'est à dire exempts de remous, les 2 paramètres étant liés l'un à l'autre par les équations de Bernoulli). Ceci n'est pas forcément vrai dans les écoulements perturbés où l'énergie cinétique de rotation des tourbillons modifie notablement la situation.

A noter qu'à partir du point de décollement, les courbes des vitesses et des pressions présentent une discontinuité, et indiquent que ces paramètres deviennent approximativement constants.

Le point de recompression ne coïncide pas obligatoirement avec le maître-couple du profil (il constitue par contre le sommet de sa surface frontale (du moins pour des corps faiblement épais et à évolution non brutale). En fait ce point est mobile et se déplace avec l'incidence : lorsque celle-ci augmente, le point de recompression avance.

II.13. Décrochage

Décrochage se traduit par une perte brutale de portance due à une incidence de l'aile trop grande. Lors du décrochage, les filets d'air normalement laminaires, deviennent turbulents sur l'extrados de l'aile. Ces turbulences détruisent la zone qui est normalement le siège de la dépression aspirant l'aile vers le haut (voir schéma).

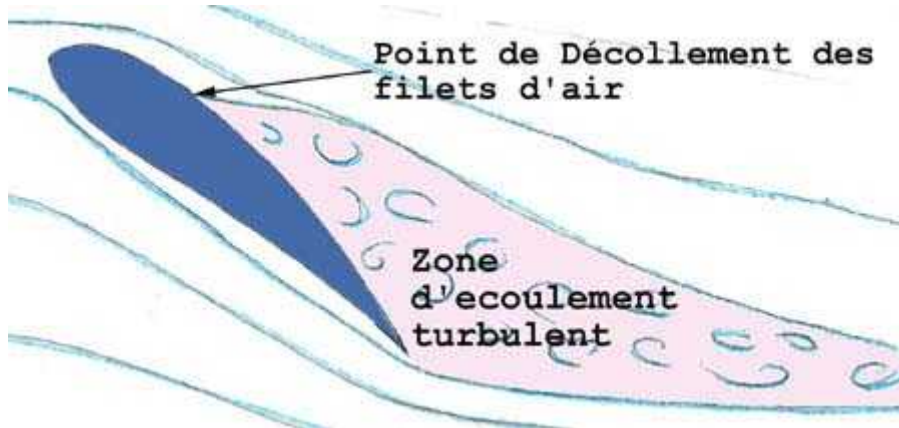


Figure II.15 : Décrochage des filets d'air

- Il en résulte une perte de portance et un accroissement de la traînée de l'aile. Cette configuration fait partie du domaine de vol des deltas et des ailes rigides. Elle se rencontre aussi en parapente, mais il faut vraiment la chercher car les débattements des commandes ne permettent normalement pas de décrocher.
- Pratiquement, lors d'un décrochage, lorsque par exemple on a trop voulu ralentir son aile, l'aile effectue une abattée, c'est à dire qu'elle se met toute seule en piqué de façon à reprendre de la vitesse et à diminuer son incidence. Cette manoeuvre permet aux filets d'air de recoller au profil de l'aile et de reprendre un vol normal. Ce comportement automatique est obtenu grâce à la stabilité de l'aile, sujet dont traite la partie suivante.

II.14 Moyens d'éviter le décollement

Il est possible d'éviter le décollement en agissant sur ses causes. L'intensité du gradient de pression positif défavorable sera beaucoup atténuée par un profil aérodynamique du corps. L'aspiration à travers la paroi fera disparaître les couches lentes, pauvres en énergie cinétique. Un soufflage tangentiel dans le sens de l'écoulement, en revanche, leur communiquera de l'énergie. Le brassage intense entre filets fluides dans une couche limite turbulente fournit beaucoup plus d'énergie cinétique aux filets proches de la paroi que l'échange moléculaire dans une couche limite laminaire. La couche limite turbulente résiste donc bien mieux au gradient de pression positif et décolle plus tard que la couche limite laminaire soumise au même gradient de pression. Dans certains cas, un déclenchement artificiel de la transition réduit la traînée totale d'un corps, ou accroît sa portance dans des proportions considérables, par suite du recul du décollement.

conclusion

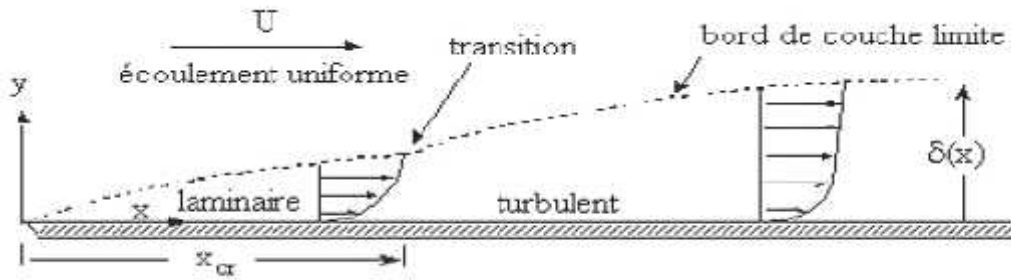


fig. II.3- couche limite sur une parois

II.4. Etude et calcul de couche limite [10]

II.4.1. Equation de la couche limite :

Concernant l'écoulement dans la couche limite, la longueur caractéristique L dans la direction x étant d'un ordre différent de celui de δ dans la direction y , certains termes dans les équations exactes jouent un rôle négligeable.

Donc on peut construire une théorie approximative mais systématique pour les couches limites à partir des équations exactes.

Les équations approximative peuvent être résolues dans plusieurs cas, alors que les équations exactes n'admettent pas de solutions analytiques.

La vitesse à l'extérieur de la couche limite $U_e(x)$ est une fonction de x et la pression associée à $U_e(x)$ est donnée par :

$$U_e \frac{dU_e}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx}, \quad \text{ou} \quad p_e + \frac{1}{2} \rho U_e^2 = \text{cte} \quad (\text{II.1})$$

En utilisant la notation $v = (u, v)$, l'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.2})$$

L'ordre de grandeur du premier terme est défini par la variation Δu par rapport la longueur caractéristique L dans la direction x . Cette même variation est de $Q(Ue)$ (notation Q veut ordre de grandeur) sur la distance caractéristique L .

Donc $\partial u / \partial x$ est de $Q(Ue/L)$. Pour le deuxième terme il s'agit de la variation Δv par rapport la longueur caractéristique δ dans la direction y . A la parois ou $y = 0$ on a $v = 0$ et à la limite supérieure de la couche limite ou y est de $Q(\delta)$, la valeur de v est désignée par

$$v (x, \delta) = v_{\delta} \quad (II.3)$$

Donc $\partial v / \partial x$ est de $Q(v_{\delta} / \delta)$.

Par ailleurs les deux termes de l'équation de continuité ont le même ordre de grandeur dans la couche limite. Ils mettent en relation le débit du fluide qui entre dans la couche limite à sa limite ; par conséquent on obtient :

$$v = v_{\delta} = Q(Ue\delta / L) \quad (II.4)$$

Puisque $\delta \ll L$ on a $v_{\delta} \ll Ue$ et donc l'écoulement est presque parallèle à la paroi.

Pour déterminer l'ordre de grandeur des termes dans les équations de mouvement de NAVIER-STOKES :

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{cases} \quad (II.5)$$

On considère d'abord la composante l'équations de mouvement de NAVIER-STOKES dans la direction des x :

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\
 u \frac{\partial u}{\partial x} &= Q \left(\frac{U_e^2}{L} \right) & Q() : \text{ordre de grandeur} \\
 v \frac{\partial u}{\partial y} &= Q \left(\frac{U_e u}{L} \frac{U_e}{u} \right) & \text{(II.6)} \\
 \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= Q \left(\nu \frac{U_e}{L^2} \right) \\
 \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= Q \left(\nu \frac{U_e}{u^2} \right)
 \end{aligned}$$

L'ordre de grandeur du deuxième terme a été déterminé par l'utilisation de l'équation (II.4).

Il s'en suit que les deux premiers termes de l'équation (II.6) ont le même ordre de grandeur.

Par contre, le premier terme contenant la viscosité est plus petit que le second et peut être négligé.

L'ordre de grandeur des termes d'inertie et de viscosité indique donc que :

$$\left(\frac{U_e^2}{L} \right) = Q \left(\nu \frac{U_e^2}{L^2} \right) \quad \text{(II.7)}$$

d'où on tire :

$$\frac{u}{L} = Q \left(\frac{1}{\sqrt{Re}} \right) , \quad \text{avec} \quad Re = \frac{U_e L}{\nu} \quad \text{(II.8)}$$

On considère maintenant la composante l'équations de mouvement de NAVIER-STOKES dans la direction des y :

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \\
 u \frac{\partial v}{\partial x} &= Q \left(U_e \frac{U_e u}{L^2} \right) & Q(\) : \text{ordre de grandeur} \\
 v \frac{\partial v}{\partial y} &= Q \left(\frac{U_e u}{L} \left(\frac{U_e u}{L} \frac{1}{u} \right) \right) & (\text{II.9}) \\
 \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} &= Q \left(\nu \frac{U_e u}{L} \frac{1}{L^2} \right) \\
 \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} &= Q \left(\nu \frac{U_e u}{L} \frac{1}{u^2} \right)
 \end{aligned}$$

Les termes $u (\partial v / \partial x)$, $v (\partial v / \partial y)$ et $v (\partial^2 v / \partial y^2)$ sont de ordre de grandeur de $(U_e \delta / L^2)$ selon l'équation (II.6).

Il s'en suit que :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = Q \left(\frac{U_e^2}{L^2} \right) \quad (\text{II.10})$$

C'est -à- dire que le gradient de pression dans la direction y est au premier ordre égal à zéro , donc la pression est constante dans la direction y perpendiculaire à la paroi dans la couche limite :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad , \quad \text{d'ou} \quad p = p(x) \quad (\text{II.11})$$

Par contre la variation de la pression dans la direction x est imposé par l'écoulement non visqueux à l'extérieur de la couche limite est donné par (II.11). Pour la couche limite bidimensionnelle incompressible les équations au premier ordre de δ / L sont ainsi :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

II.4.2.RESOLUTION EQUATION DE BLASIUS [10]

On va résoudre l'équation :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.13})$$

En dehors de la couche limite, on sait que sur un même ligne de courant, la vitesse reste à peu près constante, par conséquent :

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx 0 \text{ sur une ligne de courant en dehors de la couche limite}$$

Or, on a vu que dans la couche limite, on a :

$$\frac{\partial p}{\partial y} \approx 0 \quad (\text{II.15})$$

Donc comme il y a continuité de pression à la frontière de la couche limite

on peut déduire que $\frac{\partial p}{\partial x} \approx 0$ dans la couche limite

Par conséquent il reste seulement à résoudre

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.16})$$

On peut alors résonner en terme de ligne de courant au sein même de la couche limite ;

$$d\Psi = \frac{\partial\Psi}{\partial x} dx + \frac{\partial\Psi}{\partial y} dy \quad (\text{II.17})$$

Ou

$$u = \frac{\partial\Psi}{\partial y} \quad v = -\frac{\partial\Psi}{\partial x}$$

Donc $d\Psi = -vdx + udy \approx udy$ (II.18)

On peut alors trouver $\Psi(x, y)$ en intégrant $d\Psi$:

$$\Psi(x, y) = \int_0^y u(x, y') dy' \quad (\text{II.19})$$

Exprimer d'abord la vitesse en fonction de U ;

$$u = Ug(n) \text{ ou } y = \frac{y}{u(x)} \quad (\text{II.20})$$

Ou $u(x) = \sqrt{\frac{vx}{U}}$ (II.21)

On a

$$\Psi = \int_0^y Ug(y') u dy' \quad (\text{II.22})$$

donc

$$\Psi = Uu \int_0^y g(y') dy' \quad (\text{II.23})$$

avec

$$g(y') dy' = f(y) \quad (\text{II.24})$$

Donc la fonction $f(y)$ est telle que :

$$f'(y) = \frac{df}{dy} = g(y) \quad (\text{II.25})$$

On peut alors écrire

$$\Psi(x, y) = Uu(x) \cdot f(y) \quad (\text{II.26})$$

Car

$$y = \frac{y}{u(x)} \quad (\text{II.27})$$

Donc il faut résoudre

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.28})$$

Sachant que

$$u = Ug(y) = Uf'(y) \quad (\text{II.29})$$

$$v = -Uf(y) \frac{\partial u}{\partial x} dx - Uu \frac{\partial y}{\partial x} f'(y) \quad (\text{II.30})$$

Alors :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = U \frac{\partial y}{\partial x} f''(y) \quad (\text{II.31})$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{\partial y}{\partial y} f''(y) = \frac{U}{u} f''(y) \quad (\text{II.32})$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U}{u} \frac{\partial y}{\partial y} f'''(y) = \frac{U}{u^2} f'''(y) \quad (\text{II.33})$$

On obtint ainsi

$$Uf'U \frac{\partial y}{\partial x} f'' - U \left(f \frac{du}{dx} + u \frac{\partial y}{\partial x} f' \right) \frac{U}{u} f'' = v \frac{U}{u^2} f''' \quad (\text{II.34})$$

Soit après simplification :

$$f''' + ff'' = 0 \quad (\text{II.35})$$

On considère les condition au limite suivants :

pour $y = 0$
 $y = 0$
 On a $u = v = 0$

Donc

$$f(0) = f'(0) = 0 \quad (\text{II.36})$$

Pour $y \rightarrow \infty$
 $y \rightarrow \infty$

On a $u = U$

Donc

$$f'(y \rightarrow \infty) = 1 \quad (\text{II.37})$$

Proche a la paroi

$$(y \ll 1) \Leftrightarrow (y \ll u)$$

$$f(y) = \frac{1}{2} 0.332 U y \quad (\text{II.38})$$

On déduit aussi

$$v(y) = v(x) = 0.860 U \left(\frac{y}{Ux} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.39})$$

$$\left(\frac{y}{Ux} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{\text{Re}_x} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.40})$$

On peut donc définir un membre de Reynolds local

$$\text{Re}_x = \frac{xU}{\nu} \quad (\text{II.41})$$

Caractériser la nature de l'écoulement a la distance x du front de l'objet ,au sein de la couche limite

Ainsi toute les grandeurs sans dimension qui peuvent caractériser la couche limite peuvent être définit a partir de ce nombre de Reynolds local ;

$$\frac{v(x)}{U} \approx \frac{0.86}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (\text{II.42})$$

$$\frac{u(x)}{x} \approx \frac{5}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (\text{II.43})$$

$$\frac{u^*(x)}{x} \approx \frac{1.72}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (\text{II.44})$$

Coefficient de traînée local

$$C_f(x) = \frac{\dagger}{\frac{1}{2} \dots u^2} \approx \frac{0.664}{\sqrt{\text{Re}_x}} \quad (\text{II.45})$$

Pour obtenir le coefficient de traînée globale il suffit d'intégrer C_f sur toute la longueur de l'objectif soit :

$$C_D = \frac{1}{L} \int_0^l C_f(x) dx \approx \frac{1.328}{\sqrt{Re}} \quad (\text{II.46})$$

Où

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad \text{Correspondant à un nombre de Reynolds globale}$$

II.5. Le mur du son et la traînée [10]:

a/.Définition et analyse :

Si nous utilisons le mot « mur » pour donner une image des difficultés que nous éprouvons à nous approcher de la vitesse du son ou à dépasser cette vitesse il est tout à fait juste de dire que le nombre de Mach critique représente la face intérieure de ce mur.

Quels sont les problèmes de vol de l'autre côté du mur c'est à dire le vol à partir de la face extérieure ?
en d'autres mots nous avons déjà quelques notions du vol aux vitesses subsoniques mais qu'en est-il du vol transsonique et supersonique ?

Du point de vue de la traînée il est facile de donner une réponse raisonnable à ces questions puisqu'on les a étudiées pendant de nombreuses années tant sur le plan théorique que pratique lors des recherches sur le vol des obus et des balles il est commode de donner cette réponse en termes de coefficient de traînée plutôt qu'en termes de traînée.

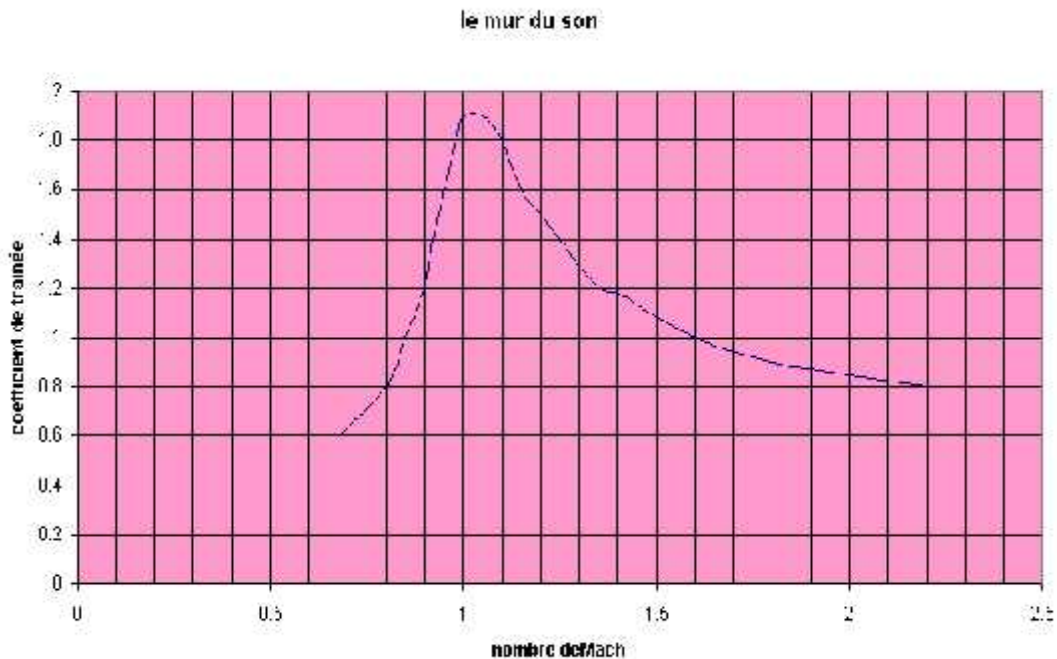


Fig.II.4.le mur du son

Le graphe ci-dessus donne une très bonne image de comportement réel du coefficient de traînée pour un profil mince on observe que le coefficient de traînée reste constant jusqu'à un nombre de Mach d'environ 0,7 ce qui est conforme aux principes élémentaires mais à partir de ce point il commence à croître ce point correspond selon certaines définitions au nombre Mach critique à partir de $M=0,8$ environ le C_x augmente rapidement remarquez comme le trait plein de la courbe se transforme en pointillé puis redevient un trait plein aux environs de $M=1,2$ la raison de cette particularité graphique est intéressante autrefois les souffleries à haute vitesse se bloquaient chaque fois que la vitesse de l'écoulement était proche de la vitesse du son puisqu'une onde de choc se développait à angle droit par rapport à la veine elle-même et empêchait le maintien de la vitesse.

Cependant il était possible de faire fonctionner la soufflerie jusqu'à $M=0,85$ environ et à partir de $M=1,2$ il y avait donc une zone à l'intérieur de laquelle il n'était pas possible d'effectuer des essais en soufflerie. tous ces problèmes sont maintenant résolus dans les souffleries modernes on a même réalisé d'autres expériences sans souffleries en lançant des corps d'une certaine hauteur en les propulsant avec des fusées et bien sûr en faisant des essais en vol .

Après avoir dépassé un nombre de Mach d'environ 1,2 les résultats démontrent que le C_x décroît pour redevenir constant aux environs de $M=2$ ou plus mais il est maintenant alors une valeur plus élevée que la valeur originale (deux à trois fois supérieure).

En passant mentionnons qu'un corps ayant un nombre de Mach critique élevée n'offre aucune garantie de maintenir sa supériorité à des nombres de Mach plus élevés. En fait tout tend à prouver que ce plutôt le contraire qui se produit. Le bon vieux spitfire fait bien de se reposer sur les lauriers acquis dans le domaine subsonique.

La courbe montre bien que l'emploi du mot « mur » est tout à fait fondé : il y a effectivement un obstacle à franchir. Mais elle montre aussi que les conditions de l'autre côté du mur redeviennent plus acceptables et que l'idée du vol supersonique que nous connaissons bien maintenant n'avait pas à être considérée comme farfelue.

b. Ondes de choc :

Quand la vitesse de l'écoulement autour d'un corps profilé augmente le premier phénomène qui révèle un changement dans la nature de l'écoulement et la transformation en un point donné du régime laminaire au régime turbulent.

A partir de ce point généralement situé à une certaine distance en arrière du bord d'attaque un sillage turbulent prend naissance. Ce phénomène peut se produire à des vitesses inférieures à la moitié de celle du son ; il crée bien sûr un accroissement de traînée qui n'est pas conforme à ce qu'on nous pourrions nous attendre en appliquant la règle du carré de la vitesse.

A mesure que la vitesse augmente le point de transition se déplace vers l'avant et si la couche laminaire épaissit considérablement l'écoulement peut se détacher la zone turbulente envahit graduellement la surface de l'aile et le sillage turbulent s'amplifie.

Quand on atteint les trois quarts de la vitesse du son on assiste à la formation d'une onde de choc ; on peut la représenter par une ligne approximativement perpendiculaire à la surface du corps ; elle se traduit par une augmentation brusque de la pression et de la masse volumique de l'air qui a pour effet de retenir l'écoulement donc de provoquer une

diminution de la vitesse du courant. Le décollement et le sillage turbulent prennent

naissance au point où l'onde de choc rencontre la surface ce point se trouve habituellement au voisinage de la cambrure maximale c'est à dire à l'endroit où la vitesse de l'écoulement est la plus grande.



Fig.II.5. onde de choc

c/Régions subsonique, transsonique et supersonique :

Il est clair que les problèmes de vol sont tout à fait différents dans les Régions subsonique, transsonique et supersonique, les lignes de démarcation sont très vagues.

La région subsonique est située au-dessous de $M=0,8$, la région transsonique entre $M=0,8$ et $M=1,2$ et le supersonique au-dessus de $M=1,2$. Certains arguments nous permettent de considérer que la région transsonique commence plutôt c'est à dire à un nombre de Mach d'environ 0,7.

En termes de vitesse au niveau de la mer cela revient à définir les vitesses subsoniques comme étant inférieures à 450 nœuds, les vitesses transsoniques comprises entre 450 nœuds et 1000 nœuds ou même 1200 nœuds et les vitesses supérieures appartenant au domaine supersonique.

Ce qui nous intéresse ce sont les vitesses du domaine transsonique cette plage étroite comprise entre $M=0,8$ et $M=1,2$.

Cette plage de nombre de Mach nous réserve les problèmes les plus fascinants du vol, c'est dans cette plage que se produisent la plupart des

changements : le passage d'une incompressibilité apparente à une compressibilité bien réelle le franchissement du mur du son le remplacement graduel d'un écoulement subsonique par un autre supersonique,

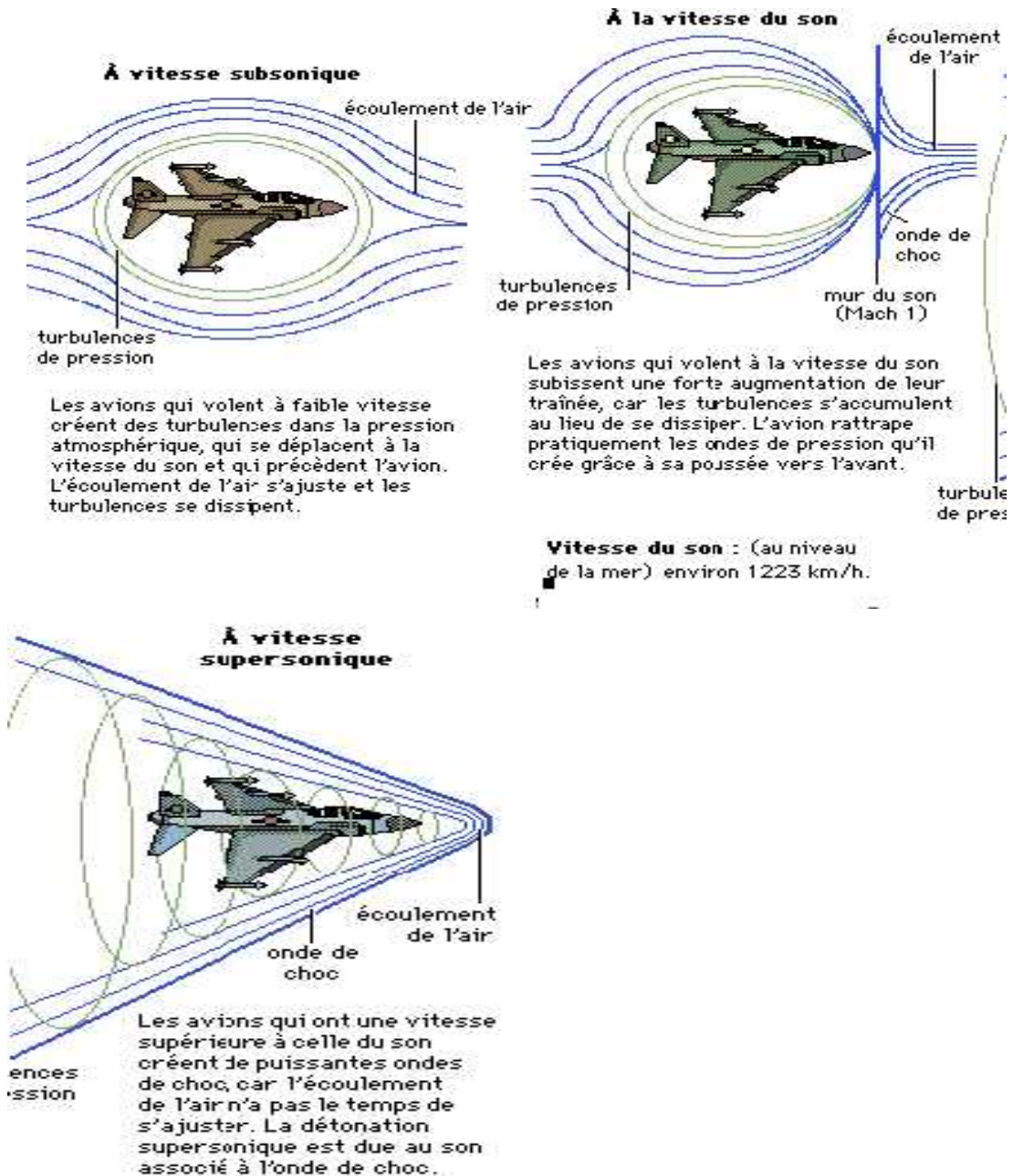


Fig.II.6.[10] vitesses d'avion

II.6.Épaisseur de couche limite[16]

II.6.1.Épaisseur cinématique δ :

L'épaisseur cinématique δ de la couche limite est définie conventionnellement à partir du rapport entre la vitesse du fluide sur la frontière (v_1) et sa vitesse V loin de la paroi, dans la même section normale à la paroi,

Figure (II.7). Ce rapport est en général pris égal à 0,99, ce qui signifie que, dans la zone potentielle, la variation du vecteur vitesse reste inférieure à 1 %.

On a :

$$V_1 = 0,99 V \text{ à } y = \delta$$

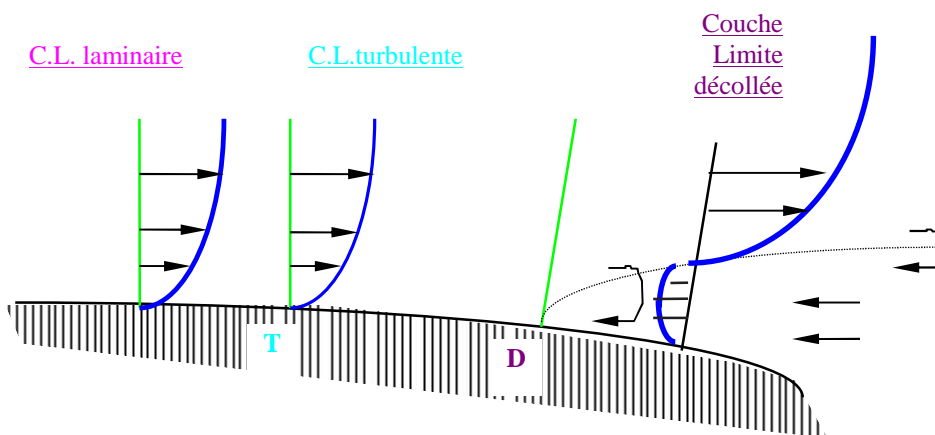


Figure II-7 : épaisseur de la couche limite.

II.6.2.Épaisseur de déplacement $\delta^*(x)$:

L'épaisseur de déplacement δ^* est l'épaisseur, au voisinage de la paroi, qui ne devrait pas contenir d'écoulement si la vitesse du fluide était constante, et égale à celle de l'écoulement potentiel V

pour avoir le même débit. Suivant cette définition et en notant par le débit volumique par unité de longueur dans la couche limite, supposée bidimensionnelle, on a :

$$u^* = \int_0^{\delta^*} \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) dy \quad (\text{II.47})$$

II.6.3.Épaisseur de quantité de mouvement u_{qm} ou épaisseur dynamique :

L'épaisseur de quantité de mouvement u_{qm} est l'épaisseur, au voisinage de la paroi, qui ne devrait pas comporter d'écoulement pour que la perte de flux de quantité de mouvement

Si la vitesse valait partout V , soit la même que dans le cas réel, Figure (II.7). Dans le cas réel, la perte de flux de quantité de mouvement vaut :

$$u_{qm} = \int_0^{\delta^*} \frac{V_1}{V} \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) dy \quad (\text{II.48})$$

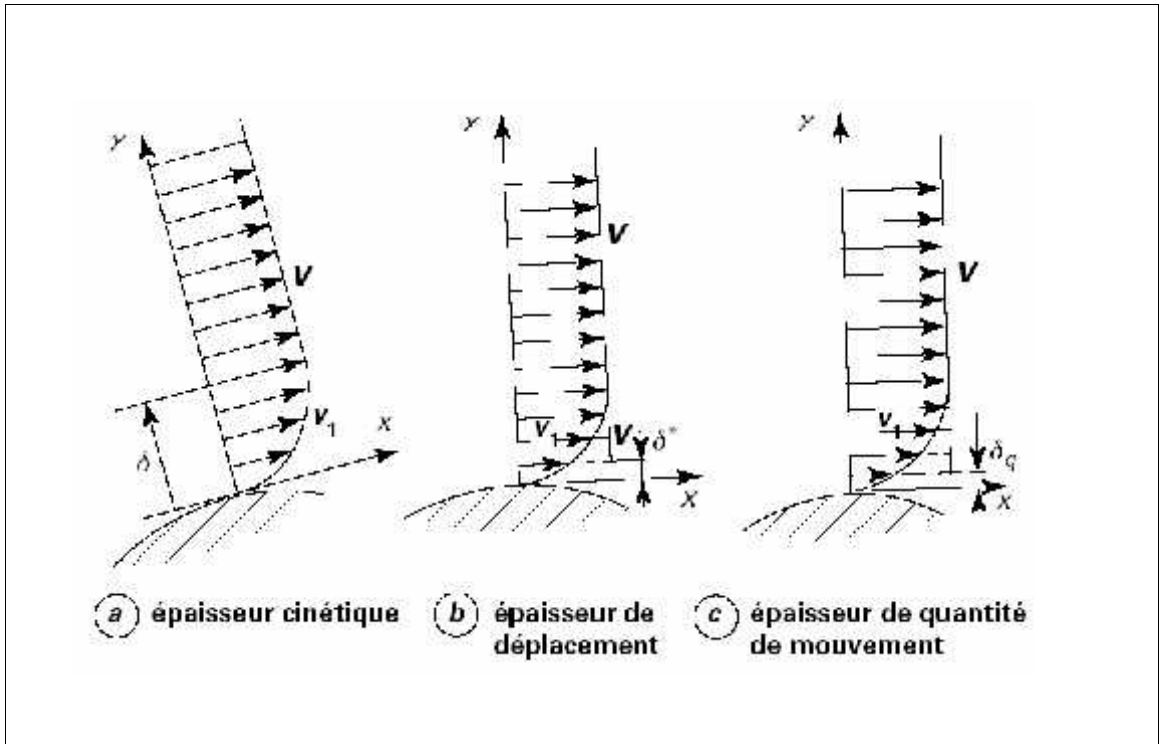


Figure II-8. Définition des épaisseurs de la couche limite cinématique.

II.7. □ Les facteurs qui influent sur la portance et la traînée[7]

Au cours des essais aérodynamique pratiqués en soufflerie, il est d'usage de mesurer directement les valeurs de la portance et de la traînée plutôt que celle de la résultante aérodynamique .

L'expérience montre que l'une et l'autre de ces forces varient avec :

L'angle d'incidence.

La forme du profil

La forme et l'allongement de l'aile ($=E^2/S$)

La vitesse relative

La surface de l'aile

La densité de l'air.

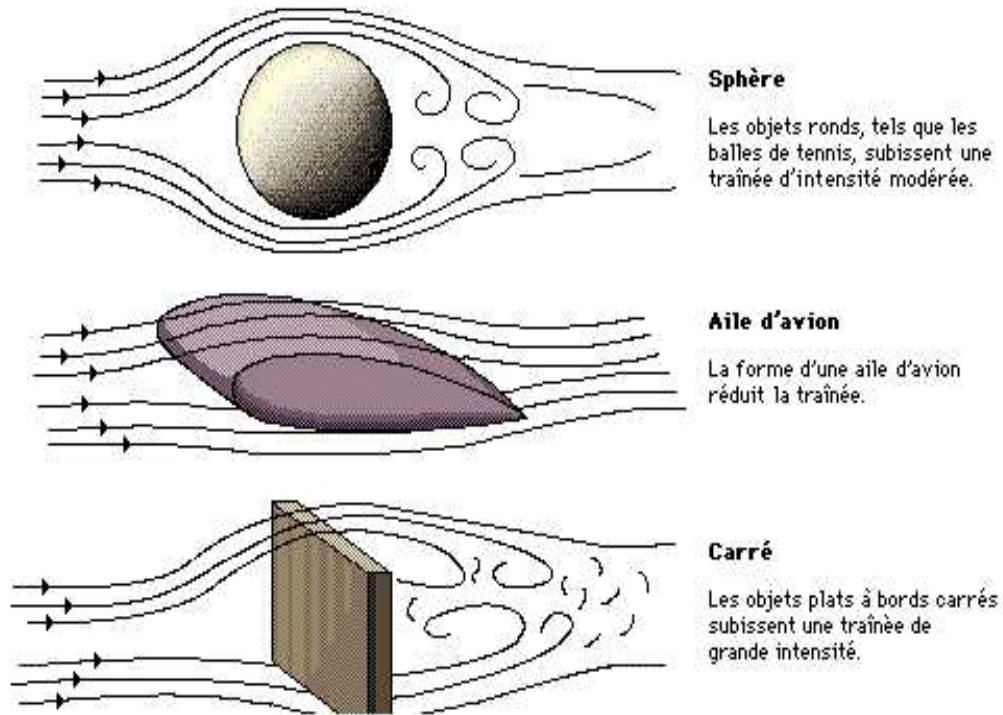


FIG.II.9.ecoulement autour des parois

II.8.la Portance :

La portance, qui assure la sustentation de l'avion, est proportionnelle à l'aire de la voilure, qui est la surface exposée au flux d'air, ainsi qu'au carré de la vitesse de ce flux d'air. Elle est aussi proportionnelle à l'angle d'incidence, qui correspond à l'angle sous lequel le flux d'air rencontre le plan de sustentation.

Ces facteurs de proportionnalité ne se vérifient que pour des incidences inférieures à une incidence limite, appelée incidence de décrochage. Au-delà, le flux d'air décolle, provoquant un abaissement progressif ou brutal de la portance.

Lorsqu'un avion vole à altitude et à vitesse constantes, son poids est équilibré par la portance. Si l'angle d'incidence augmente, tout en restant inférieur à l'incidence de décrochage, l'avion s'élèvera. Si l'angle d'incidence diminue, c'est-à-dire si l'aile s'incline vers le bas, l'avion perdra de la portance et commencera à descendre. De même, un avion

prendra de l'altitude si on augmente sa vitesse et en perdra dans le cas inverse.

Lors d'un vol, le pilote est amené à modifier fréquemment la vitesse et l'angle d'incidence de son appareil. Ces deux paramètres doivent souvent être contrebalancés. Ainsi, si le pilote souhaite augmenter la vitesse de l'avion tout en gardant la même altitude, il devra réduire l'incidence afin de compenser le supplément de portance dû à l'accroissement de la vitesse de l'appareil.

Lorsque le pilote se prépare à atterrir, il fait perdre de l'altitude à son appareil et réduit sa vitesse. Cette diminution de la vitesse provoque une chute importante de portance, que le pilote compense en augmentant la surface de l'aile et son angle d'incidence. Pour cela, il déploie les volets de l'avion, qui sont des dispositifs hypersustentateurs escamotables, situés sur les ailes.

La plupart de ces volets sont normalement repliés pendant le vol de croisière. Il existe deux sortes de volets : les volets de bord de fuite, placés à l'arrière de l'appareil, qui augmentent la portance à incidence constante et les becs de bord d'attaque, à l'avant de l'aile, qui ralentissent le phénomène de décrochage.

II.9.la Traînée :

La traînée représente la force engendrée par la résistance de l'air, qui tend à freiner le mouvement de l'avion dans l'atmosphère. Elle doit être équilibrée par la poussée du moteur et peut être réduite en profilant l'appareil.

Les concepteurs d'avion tentent de concevoir des appareils qui possèdent un rapport portance/traînée aussi élevé que possible, mais se trouvent limités par des facteurs tels que la vitesse ou le poids de l'avion. De plus, lorsqu'un avion vole à vitesse supersonique, une traînée supplémentaire apparaît, diminuant considérablement le rapport portance/traînée.

II.10.La résultante aérodynamique :

Chaque corps en mouvement dans l'air et soumis de la part de celui-ci à une résistance qui tend à s'opposer à ce mouvement cette résistance a son origine dans les propriétés de l'air (inertie viscosité compressibilité) mais dépend aussi des caractéristiques de corps intéressé (surface, forme,...).

Cette action de l'air se traduit en chaque point de la surface du corps par :

Une forme élémentaire de pression, perpendiculaire à la surface ; Une force élémentaire de frottement, tangente à la surface.

Par conséquent chaque point de l'aile soumis à l'action de l'air est le siège d'une force de pression associée à une force de frottement. l'aile est donc soumise dans son ensemble à une multitude d'action élémentaires.

Dans un soucis de simplification on décide de remplacer toutes ces forces élémentaires par une force unique appelé résultante aérodynamique.

La direction le sens et l'intensité de la résultante peuvent être représenté commencement sur le profil de l'aile par un vecteur. Le point d'application de ce vecteur sur la corde de référence du profil, porte le nom de centre de poussé .

La grandeur de la résultante et sa position sont liées entièrement à un certain nombre de facteur parmi lesquels l'angle d'incidence .

ii.11.Pression dans la couche limite

Dans la couche limite d'une paroi plane, les lignes de courant sont quasiment parallèles entre elles bien que la chute de débit dans la couche limite entraîne la présence d'une composante normale de la vitesse. Cette constatation conduit à adopter très souvent l'hypothèse de la constance de la pression suivant une normale à la paroi (surtout dans le cas de fluides peu visqueux).

Cette remarque, est très importante car elle permet de connaître la pression sur la paroi à partir d'une étude des pressions hors de la couche limite, où le fluide peut être considéré comme parfait, Figure (II.10).

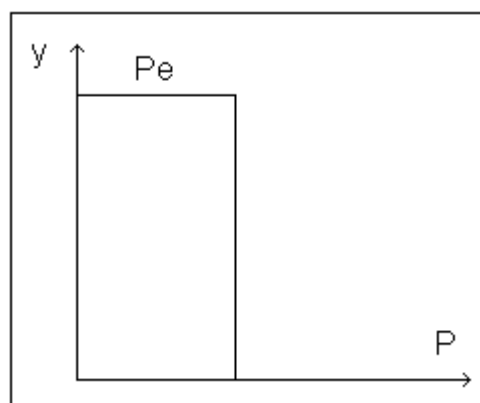


Figure II.10 : profil des pressions dans la couche limite.

II.12. Décollement

Le **décollement de la couche limite** sur une aile d'avion provoque une chute de la **portance** et une augmentation de la **traînée** de l'aile, ce qui correspond à une baisse notable des performances aérodynamiques de l'avion. Le décollement de la couche limite survient lorsque l'angle d'incidence de l'aile par rapport à l'écoulement incident devient trop important, ce qui correspond pratiquement à un cabrage de l'avion (décollage ou atterrissage par exemple). Si cet angle devient trop important, se produit le phénomène de décrochage où la couche limite est fortement décollée et la portance chute de façon très importante. Ce phénomène est à l'origine de certains accidents aériens liés à la perte de contrôle de l'appareil.

Un décollement apparaît quand le fluide est freiné non seulement par le frottement à la paroi mais aussi par un gradient de pression adverse (la pression augmente localement dans le sens de l'écoulement). L'énergie cinétique du fluide n'est plus suffisante pour vaincre la dissipation visqueuse et surmonter l'accroissement de pression à l'intérieur du fluide. Le profil de la vitesse dans le voisinage immédiat de la paroi devient plat au point de décollement (écoulement localement au repos), puis concave dans la direction principale de l'écoulement (écoulement inverse). Le fluide quitte la surface mouillée de la paroi pour court-circuiter la région du décollement. Lorsque l'écoulement est périodique, l'étendue de la zone de décollement varie au cours du cycle. De plus, le décollement peut migrer.

Si le décollement s'initie à l'endroit précis où le gradient de vitesse s'annule, la surface de discontinuité elle-même (ou surface de décollement) n'est pas forcément aussi nette que celle représentée sur la figure. En fait, il s'agit moins d'une véritable surface de contact entre une rétro-circulation et les filets de la couche limite de l'écoulement général, que d'une nappe de fins rotors, plus ou moins stable, plus ou moins mouvante. Par ailleurs cette nappe n'est pas non plus parallèle à l'écoulement puisqu'elle se referme plus ou moins loin derrière le profil avec celle venue du côté opposé du profil.

Le point de décollement est un point singulier à plus d'un titre. En effet c'est le lieu où :

- le gradient de vitesse s'annule,
- la couche limite décolle,

- la sous-couche laminaire (évoquée dans la figure II.11) disparaît,
- la contrainte tangentielle s'annule,
- le coefficient de frottement local devient nul, et tout ceci nécessairement.

Le sommet du profil (point où la tangente à la surface du profil est parallèle à l'écoulement général) constitue le lieu où change le sens des variations de vitesses locales, et des variations de pression statique :

- en amont, c'est une zone d'accélération des filets d'air et donc de détente.
- en aval, c'est une zone de recompression et de ralentissement de ces filets. C'est la raison pour laquelle, ce sommet est appelé "point de recompression".

La courbe d'évolution du gradient de vitesse est symétrique à celle l'évolution du gradient de pression, du moins en écoulements sains (c'est à dire exempts de remous, les 2 paramètres étant liés l'un à l'autre par les équations de Bernoulli). Ceci n'est pas forcément vrai dans les écoulements perturbés où l'énergie cinétique de rotation des tourbillons modifie notablement la situation.

A noter qu'à partir du point de décollement, les courbes des vitesses et des pressions présentent une discontinuité, et indiquent que ces paramètres deviennent approximativement constants.

Le point de recompression ne coïncide pas obligatoirement avec le maître-couple du profil (il constitue par contre le sommet de sa surface frontale (du moins pour des corps faiblement épais et à évolution non brutale). En fait ce point est mobile et se déplace avec l'incidence : lorsque celle-ci augmente, le point de recompression avance.

II.13. Décrochage[7]

Décrochage se traduit par une perte brutale de portance due à une incidence de l'aile trop grande. Lors du décrochage, les filets d'air normalement laminaires, deviennent turbulents sur l'extrados de l'aile. Ces turbulences détruisent la zone qui est normalement le siège de la dépression aspirant l'aile vers le haut (voir schéma).

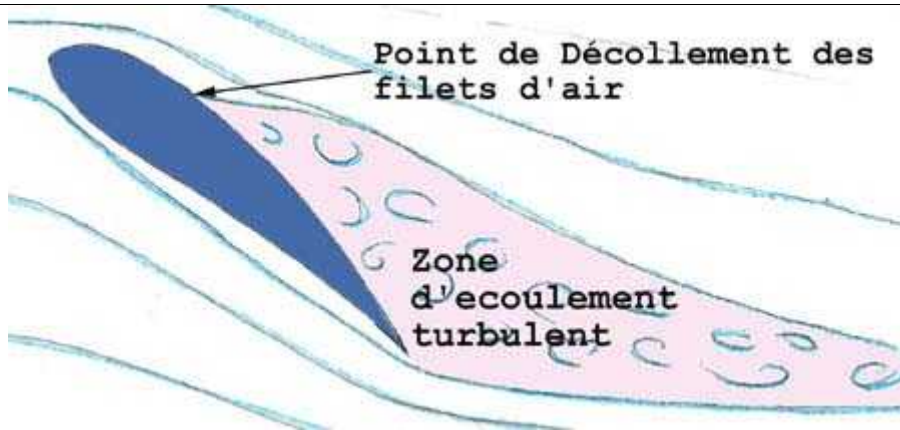


Figure II.11 : Décrochage des filets d'air

Il en résulte une perte de portance et un accroissement de la traînée de l'aile. Cette configuration fait partie du domaine de vol des deltas et des ailes rigides. Elle se rencontre aussi en parapente, mais il faut vraiment la chercher car les débattements des commandes ne permettent normalement pas de décrocher.

Pratiquement, lors d'un décrochage, lorsque par exemple on a trop voulu ralentir son aile, l'aile effectue une abattée, c'est à dire qu'elle se met toute seule en piqué de façon à reprendre de la vitesse et à diminuer son incidence. Cette manoeuvre permet aux filets d'air de recoller au profil de l'aile et de reprendre un vol normal.

Ce comportement automatique est obtenu grâce à la stabilité de l'aile, sujet dont traite la partie suivante.

II.14 Moyens d'éviter le décollement

Il est possible d'éviter le décollement en agissant sur ses causes.

L'intensité du gradient de pression positif défavorable sera beaucoup atténuée par un profil aérodynamique du corps. L'aspiration à travers la paroi fera disparaître les couches lentes, pauvres en énergie cinétique. Un soufflage tangentiel dans le sens de l'écoulement, en revanche, leur communiquera de l'énergie. Le brassage intense entre filets fluides dans une couche limite turbulente fournit beaucoup plus d'énergie cinétique aux filets proches de la paroi que l'échange moléculaire dans une couche limite laminaire. La couche limite turbulente résiste donc bien mieux au gradient de pression positif et décolle plus tard que la couche limite laminaire soumise au même gradient de pression. Dans certains cas, un déclenchement artificiel de la transition réduit la traînée totale d'un corps,

ou accroît sa portance dans des proportions considérables, par suite du recul du décollement.

III. TECHNIQUE DE DISTRIBUTION DES SINGULARITES

III.1. Méthode de panneaux sources :

III.1.1-Introduction :

La méthode des panneaux source est une méthode qui permet de déterminer les champs de vitesse et coefficient de pression sur la surface d'un obstacle donné, pour cela on considère un profil (pour notre cas, le profil est celui d'un cylindre circulaire) en deux dimensions, qui est placé dans un écoulement à une vitesse uniforme U .

Depuis Otto Lilienthal et Clément Adler dans les années 1890, les engins volants ont énormément évolué.

C'est particulièrement vrai du point de vue des performances, car entre les 50 mètres de Clément Adler, et les milliers de kilomètres que font tous les jours nos longs courriers, il a fallu modifier et optimiser énormément de caractéristiques. L'une d'entre elles, parmi les plus importantes, c'est l'aérodynamique.

Chacun a vu dans son enfance, que le fait de passer la main par les vitres d'une voiture engendrait une résistance. L'air en mouvement apporte une pression sur la main. Le vol est basé sur ce principe : s'appuyer sur l'air. Tout l'art, maintenant, étant de maximiser ce facteur d'appui : la portance, tout en réduisant la résistance de l'air au vol qui engendre des pertes plus que substantielles d'énergies, et donc de carburant.

Il est nécessaire pour cela d'étudier la forme des ailes : que se soit la forme projetée dans le plan : delta, trapèze, ..., et surtout, ce qui est particulièrement important : le profil (section) de l'aile. Divers moyens, expérimentaux, ou calculatoires existent pour ces études. L'essor de l'informatique de ces 30 dernières années permet à moindre coût de faire des études aérodynamiques numériques fiables, pour autant que l'on maîtrise les hypothèses utilisées dans le code de calcul.

Une des méthodes utilisée est « la méthode des panneaux ». Elle a servi au développement des avions commerciaux actuels, dont le prestigieux Concorde, unique avion commercial supersonique. Or, cette méthode qui est encore à la base de codes commerciaux utilisés en construction aéronautique existe sous plusieurs formes ayant chacune avantages et inconvénients. L'étude qui va suivre permettra

de faire le point sur toutes ces variantes utilisées dans l'étude de profil d'ailes, et développera une de ces méthodes :

la méthode de panneaux avec tourbillons par formulation de ligne de courant.

Les résultats mettront notamment en évidence l'importance du nombre de panneaux dans la précision du calcul, les répartitions des coefficients de pression sur le profil, ainsi que l'évolution de la portance en fonction de l'incidence.

III.1.2. PRINCIPE DE LA METHODE :

Cette méthode consiste en une subdivision du contour du cercle ou du cylindre en des segments finis .

Chaque segment est appelé « panneau » , dont chacun comporte une intensité de source λ_j qui est inconnue dans notre étude .

soit un point $p(x, y)$ situe a une distance r du panneau i ou ds .

le potentiel des vitesse induites par la source est donne par :

$$d\phi = ((\lambda_j \cdot ds) / 2\pi) \cdot \ln(r) \quad (III.1)$$

Et les potentiels des vitesse au point p induit en particulier par la distribution d'une source sur le panneau j est donne par :

$$\phi_j = \int_j ((\lambda_j \cdot dS_j) / 2\pi) \cdot \ln(r_{pj}) \quad (III.2)$$

Et les potentiels des vitesse au point P induit en particulier par la distribution d'une source sur le panneau j

III.2. Généralités

III.2.1. Equations de base :

La pression et la vitesse sur un profil d'aile, sont obtenues par la résolution des équations de Navier Stokes. Or, étant donné que la résolution de ces équations est très compliquée pour un fluide réel, on est obligé de poser des hypothèses pour simplifier le problème. On va donc considérer que le fluide qui s'écoule autour du profil, est un fluide parfait, donc non visqueux et irrotationnel. Ces hypothèses sont bien sûr justifiables

En effet, comme la vitesse d'écoulement est rapide (bien que subsonique), l'effet des forces de viscosité est négligeable par rapport aux forces d'inertie. De plus, l'écoulement est irrotationnel si la vorticité est nulle en tout point. ($\vec{\omega} = 0$) Et enfin, puisque le fluide est incompressible, la densité est constante tout au long

de sa trajectoire. Cela nous permet d'obtenir des simplifications des équations de continuité et du mouvement. De telle sorte que :

$$\tilde{N} \cdot \vec{\Omega} = 0 \tag{III.3}$$



D'autre part, étant donné que l'écoulement est irrotationnel, on sait que $\vec{\Omega} = \tilde{N}F$ et on en déduit que l'équation de Laplace est de la forme :

$$\tilde{N}^2 F = 0 \tag{III.4}$$

Les solutions de cette équation fournissent le potentiel de vitesse d'un écoulement irrotationnel et incompressible. Puis l'équation du mouvement nous permet de trouver la pression. L'équation de Bernoulli s'obtient de l'intégrale de l'équation du mouvement, en tenant compte que la densité est constante. Ainsi :



$$\tag{III.5}$$

En utilisant l'équation de Bernoulli, on obtient le coefficient de pression suivant :



$$\tag{III.6}$$

Le niveau de pression de référence n'influe pas directement sur la traînée car la force de pression sur le corps étudié est nulle seulement si la pression est constante sur la totalité de la surface étudiée.

L'équation de Laplace nous permet donc de résoudre l'écoulement irrotationnel et incompressible autour de l'aile de l'avion. Ainsi, la détermination d'une fonction harmonique F doit satisfaire les conditions aux limites sur les frontières du domaine pour répondre au problème d'écoulement.

Nous admettons que les conditions aux limites correspondent à l'infini, où la perturbation occasionnée par le profil, tend vers zéro, et sur la surface du corps S_c ,

où l'on néglige la condition d'adhérence puisque le fluide est considéré comme parfait, donc non visqueux. De plus on suppose que la surface S_c est imperméable,

donc que l'écoulement n'y pénètre jamais. Toutes ces hypothèses étant posées, on va maintenant tenter de résoudre le problème mathématique suivant :

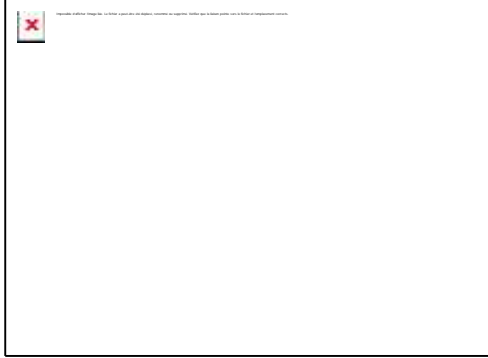


Figure III.1 Définition du problème mathématique

$$\tilde{N}^2 F = 0 \text{ dans } W$$

$$\text{sur } S_f$$

$$\text{sur } S_c$$

(III.7)

Les équations (III.7) et (III.8) sont les conditions frontières qui seront utilisées lors de la résolution de l'équation de Laplace. Notons que $\tilde{N}^2 Y = 0$ satisfait aussi l'équation de Laplace.

En théorie, on peut avoir une infinité de solutions pour l'intensité de la circulation, de sorte que le potentiel total de l'écoulement satisfait aux conditions de continuité, d'irrotationnalité et de l'écoulement tangent pour un profil dans un écoulement stationnaire à un angle d'attaque donné. On comprend donc que ces conditions sont insuffisantes pour trouver une solution unique du problème. Il est donc nécessaire de poser une condition supplémentaire pour obtenir une valeur unique de la circulation. Cette condition est issue de l'étude de l'écoulement au bord de fuite réalisée par Wilhelm Kutta et est formulée de la manière suivante :

Pour un profil se terminant par un point de rebroussement, la vitesse à l'extrados et à l'intrados du bord de fuite, a la même valeur finie. Dans ce cas, les deux vitesses ont même direction et même valeur finie. Cependant, la pression au bord de fuite a une valeur unique p_{BF} et l'équation de Bernoulli appliquée à l'extrados et à l'intrados du profil à proximité du bord de fuite, donne :

$$p_{BF} + (1/2) \cdot \rho \cdot v_e^2 = p_{BF} + (1/2) \cdot \rho \cdot v_i^2 \tag{III.8}$$

On en déduit que $v_e = v_i$

Pour un profil se terminant par un dièdre, le bord de fuite est un point d'arrêt. Soit les vitesses de l'écoulement au bord de fuite, v_e tangente à l'extrados et v_i tangente à l'intrados ; on a deux vitesses de directions différentes en un même point, ce qui n'est possible que si les deux vitesses sont nulles et que le point en question est un point d'arrêt. D'où $v_e = v_i = 0$

En résumé, les conditions aux frontières permettent de résoudre l'équation de Laplace, le champ de vitesse est déterminé à l'aide de l'équation qui montre que la vitesse dérive d'un potentiel. La distribution de pression est calculée avec l'équation (5) du coefficient de pression. Le problème d'écoulement irrotationnel et incompressible est résolu et, puisque l'équation de Laplace est une équation linéaire aux dérivées partielles du second ordre, on peut appliquer le principe de superposition des solutions. L'écoulement est représenté par la somme des écoulements incompressible irrotationnels élémentaires.

III.2.2 Fondements théoriques :

a. Les diverses méthodes en bref :

Il existe trois méthodes de base pour l'étude des profils aérodynamiques:

- les transformations conformes
- la théorie du profil mixte et enfin
- les méthodes des panneaux qui sont le sujet de notre étude.

Les méthodes des panneaux sont des méthodes d'étude numérique des profils d'ailes. Il en existe plusieurs:

- Méthode de Hess et Smith
- Méthode avec tourbillons par formulation de vitesse
- Méthode avec tourbillons par formulation de ligne de courant
- Méthode avec doublets constants par formulation du potentiel
- Méthode avec doublets linéaires par formulation du potentiel :

b/Discrétisation

Le principe de discrétisation consiste à “facétiser” un profil, c’est à dire que l’on va le représenter par une série de petits segments de longueur variable appelés panneaux. Cette discrétisation ne doit pas être aléatoire et doit permettre de construire un polygone le plus proche possible du profil. De plus, il est nécessaire

d’avoir une densité de panneaux plus importante aux extrémités du profil (bords d’attaque et de fuite) car ils constituent les endroits où la courbure est la plus prononcée, donc plus difficile à représenter par des segments. On utilise en général la formule suivante pour déterminer les coordonnées des panneaux :



avec :

$$q_j = 2jp/N, j = 0, \dots, N$$

x_j représente la distance du bord d’attaque au point j sur la corde et N , le nombre de panneaux. On prend comme point de contrôle, le point situé au centre du panneau. Les coordonnées de ce point sur le panneau i sont :



(III.9)



avec : x_i et y_i , les coordonnées du $i^{\text{ème}}$ point

x_{i+1} et y_{i+1} , les coordonnées du $i+1^{\text{ème}}$ point

En général, le choix d’une soixantaine de panneaux fournit une bonne précision de la discrétisation. Bien sûr, ceci peut varier selon la cambrure des profils.

Voici deux exemples de profils discrétisés :



Figure III.2 Discretisation d'un profil symétrique, le NACA 0018

C/Choix et distribution des singularités

Après avoir réalisé la discrétisation, on doit procéder à la distribution des singularités sur les panneaux pour simuler l'écoulement du fluide. Cette répartition et les hypothèses de base associées peuvent varier d'une méthode à l'autre. Le principe reste qu'il faut poser des conditions qui limitent le nombre d'inconnues tout en fournissant des résultats valables et en simplifiant les calculs. Puis, le calcul de vitesse sur chaque panneau permet de trouver le coefficient de pression en chaque point duquel découle le coefficient de portance et la circulation.

b. Identité de Green

Toutes les méthodes de panneaux reposent sur l'identité de Green. Celle-ci permet de calculer la valeur du potentiel en tout point du champ concerné, pour autant que l'on connaisse les conditions aux limites. La surface en question, ne doit cependant contenir aucune singularité. Puisque dans notre cas, les singularités du profil sont distribuées à la surface du profil, examinons le champ décrit à la figure suivante.

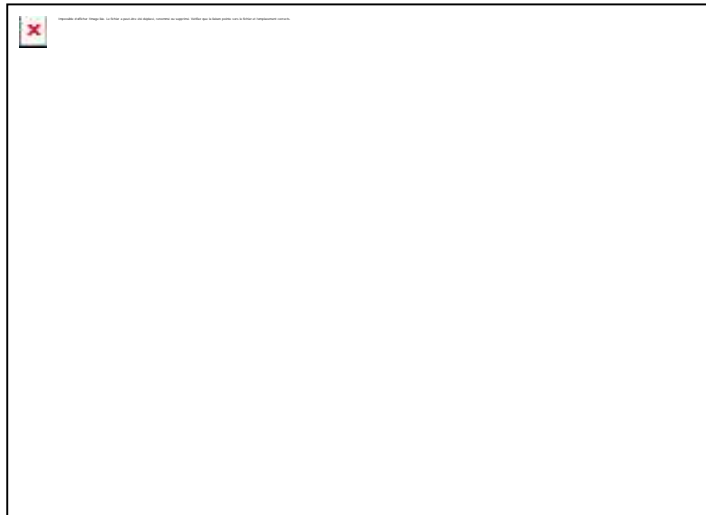
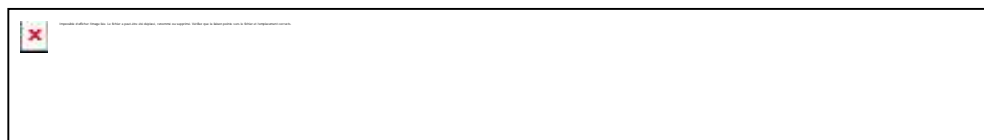


Figure III.3 Surface représentative à l'intérieur de laquelle l'identité de Green est applicable[13]

L'identité de Green s'exprime comme suit :





(III.10)

où F_s est le potentiel créé par une source unitaire, en deux dimensions :



(III.11)

La première intégrale de l'équation (III.8) représente l'influence au point P d'une distribution de sources sur la surface S et le terme  est la vitesse normale à la paroi. Dans notre cas elle est nulle pour satisfaire la condition de tangence des vitesses. Donc le premier terme est nul. Dans la seconde partie de l'équation, le terme  représente le taux de changement du potentiel F_s en direction \vec{n} . On peut montrer que ce terme correspond à l'influence d'un doublet. Si on pose F_1 et F_2 les valeurs du potentiel aux points Q_1 et Q_2 , on a alors :



(III.12)

Si on interprète F_1 et F_2 comme étant respectivement une source et un puits d'intensité unitaire, alors on obtient bien la définition du doublet. Selon Moran, la contribution de la surface S_∞ au point $P(x_p, y_p)$ est donnée par :

(III.13)

où α est l'angle d'incidence du profil

En tenant compte de ce dernier terme, on peut réécrire l'identité de Green de la façon suivante :

(III.14)

Il existe une deuxième façon de considérer le problème. On pose que $V = V_\infty + \tilde{N}F$, où F est le potentiel de perturbation. La surface S_∞ ne contribue pas au potentiel, on a alors :

(III.15)

Considérons la surface S_c comme une surface simple, avec :

$$DF = (F^+) - (F^-) \tag{III.16}$$

où F^+ est la valeur de F sur la face supérieure

\vec{n} est dirigé vers le fluide

F^- est la valeur de l'autre côté

L'équation devient donc :

(III.17)

avec F le potentiel total. Si on introduit la circulation G , on obtient :

(III.18)

III.3 Méthode de Hess et Smith [13]

Cette méthode élaborée par Hess et Smith en 1966 consiste tout d'abord à diviser le profil en un certain nombre de panneaux afin d'en approcher le mieux possible le contour réel. On modélise ensuite l'écoulement à l'aide de sources et de tourbillons distribués sur chaque panneau. Ensuite, les conditions de tangences et de Kutta, nous permettent de déterminer l'intensité de ces singularités. Puis, une fois celles ci connues, on peut calculer la vitesse, et, par conséquent, le coefficient de pression en tout point de la surface, ainsi que la distribution de l'angle d'attaque en fonction de l'angle d'incidence du profil.

Pour un écoulement irrotationnel, le potentiel total autour du profil correspond à l'équation suivante :

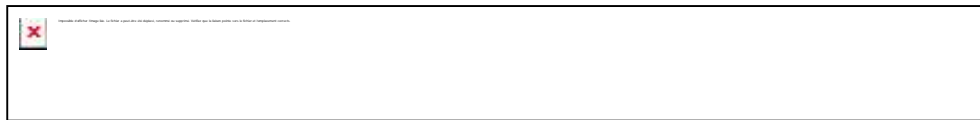
$$F = F_{\infty} + F_S + F_v \tag{III.19}$$

avec : F_{∞} , le potentiel de l'écoulement uniforme

F_S , le potentiel d'une distribution de sources $q(s)$ par unité de longueur

F_v , le potentiel d'une distribution de tourbillons d'intensité $g(s)$

Hess et Smith ont posé les conditions suivantes : l'intensité des sources est constante sur chacun des panneaux mais varie d'un panneau à l'autre, tandis que l'intensité des tourbillons est la même sur tous les panneaux. Donc sur un panneau i , $q(s) = q_i$ tandis que $g(s) = g$. La discrétisation se fait de la façon suivante :



(III.20)

Il y a donc $N+1$ inconnues dans ce problème :

- Les N valeurs de q_i aux points de contrôle
- La valeur de g pour le tourbillon au point de contrôle

Avant d'effectuer les calculs, on doit préciser les conditions aux frontières. Tout d'abord, on considère que les points de contrôle sont situés au centre des panneaux. Puis on impose la condition de tangence entre les panneaux, ce qui donne une vitesse normale à la surface des panneaux nulle. Ensuite, la condition de Kutta établit que les vitesses tangentes du premier et du dernier panneau sont égales. L'ensemble de ces conditions permet de déterminer les inconnues de départ, c'est à dire l'intensité des sources et des tourbillons. Une fois le champ de vitesse connu,

on peut en déduire le coefficient de pression sur chaque panneau. Puis le coefficient de portance est calculé à l'aide de la relation de Kutta Joukowski.

La méthode de Hess et Smith possède l'inconvénient de demander des calculs assez complexes et importants, notamment pour la condition de Kutta. Cependant c'est une méthode qui fournit de bons résultats en 2 dimensions comme en 3 dimensions.

III.4 Méthode avec tourbillons par formulation de vitesse[13]

Cette méthode vient de Mavriplis qui l'a présentée en 1971. Elle est basée sur le principe de superposition de solutions élémentaires consistant à distribuer des tourbillons sur la surface à étudier. Comme avec la méthode de Hess et Smith, on discrétise le profil à l'aide d'un ensemble de lignes droites que l'on nomme panneaux. On détermine la solution en distribuant des tourbillons sur la surface du corps plongé dans un écoulement uniforme avec un écoulement circulaire. Pour ce type de représentation, Martensen a démontré que la condition de vitesse tangentielle nulle sur la surface interne du corps est équivalente à la condition de tangence et que la vitesse tangentielle sur la surface externe du corps est égale à l'intensité des tourbillons. A partir de ces observations, on peut exprimer la vitesse tangentielle en un point intérieur de la surface du corps, de la manière suivante :

$$\left[\frac{\partial F_v}{\partial s} \right]_{P} = 0 \tag{III.21}$$

avec : $w/2$, la vitesse induite par l'écoulement circulaire

g , l'intensité des tourbillons sur la surface

\vec{t}_P , la tangente au point P

$\frac{\partial F_v}{\partial s}$, le taux de changement de F_v selon la direction \vec{t}_P ;

L'équation (III.19) est nulle car le point P appartient à la surface du corps, donc la vitesse tangentielle est nulle.

On cherche donc la distribution g et l'écoulement circulaire $w/2$ qui satisfont à l'équation (III.19) pour tous les points de la surface du corps. Une fois qu'on a déterminé la distribution g , on sait que la vitesse tangentielle en un point P de la surface externe du corps est égale à l'intensité du tourbillon à cet endroit.

On va appliquer l'équation (III.19) au profil discrétisé, et on obtient :



(III.22)

Nous avons donc N inconnues g_j et une inconnue w . Les conditions de tangence nous fournissent $N+1$ inconnues et N équations. On va donc utiliser la condition de Kutta au bord de fuite comme dernière équation nécessaire à la résolution du problème. Comme la vitesse tangentielle en chaque point est donnée par l'intensité du tourbillon en cet endroit, la condition de Kutta se résume donc à :

$$g_1 + g_N = 0 \quad (III.23)$$

Le système d'équations donne la valeur des vitesses aux points de contrôle, ce qui permet d'en déduire les coefficients de pression et de portance. L'avantage de cette méthode est qu'elle est beaucoup plus facile à mettre en œuvre que la précédente.

III.5 Méthode avec tourbillons par formulation de ligne de courant

Cette méthode se base également sur le principe de superposition de solutions élémentaires et utilise aussi des tourbillons. La vitesse tangentielle en un point est aussi donnée par l'intensité du tourbillon en ce point. La différence avec la méthode de formulation de vitesse réside dans l'équation intégrale qui n'exprime pas la vitesse tangentielle, mais plutôt la ligne de courant. La vitesse tangentielle sur la surface interne est nulle. La formulation de l'équation intégrale est :



(III.24)

Cette équation donne la fonction de courant en un point P quelconque. Puisque la fonction de courant est constante sur la surface du corps, pour tout point P de la surface du profil, on a donc :

$$Y_B = Y_{\forall} \quad (III.25)$$

En tenant compte de cette égalité et en remplaçant les fonctions de courant Y et Y_{\forall} par leurs valeurs respectives, la fonction intégrale sur le profil discrétisé en N panneaux, s'exprime comme suit :



(III.26)

On obtient $N+1$ inconnues : N valeurs de g_j et la valeur de Y_B . Or on a seulement N équations : la condition de tangence sur les N panneaux. La condition de Kutta au bord de fuite va nous fournir l'équation manquante pour solutionner le problème. Celle ci s'exprime de la même manière que dans le cas de la méthode des tourbillons avec formulation de vitesse, c'est à dire :

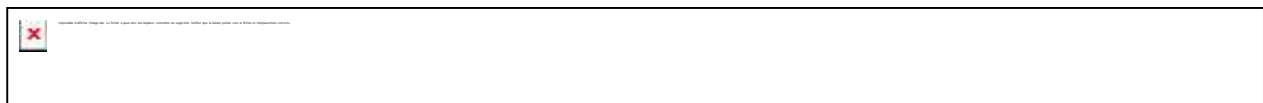
$$g_1 + g_N = 0 \quad (III.27)$$

Après avoir calculé la vitesse tangentielle sur chaque point de contrôle (égale à l'intensité du tourbillon au même point), on peut en déduire les coefficients de portance et de pression.

Les principaux avantages de cette méthode sont qu'elle est assez simple et rapide. Mais elle ne peut s'utiliser que pour l'étude d'écoulements bidimensionnels.

III.6.Méthode avec doublets constants par formulation du potentiel[13]

Cette méthode utilise la théorie des fonctions de Green pour obtenir l'équation intégrale. Elle résulte du travail de Morino et Kuo et se base sur la solution de l'équation :




(III.28)

Elle consiste à supposer le potentiel constant sur chaque panneau, mais variant d'un panneau à l'autre. Le potentiel correspond à l'intensité des doublets. On pose que la circulation vaut :

$$G = F_N - F_1 \quad (III.29)$$

avec : F_N , le potentiel sur le panneau N
 F_1 , le potentiel sur le panneau 1

A la suite de cela, l'équation (30) devient :



(III.30)

On obtient donc un système de N inconnues, soit les potentiels F_j sur tous les panneaux. On peut remarquer que l'on a une inconnue de moins que dans les méthodes précédentes. On n'a donc besoin que de N équations, fournies par l'application de l'équation (III.26) au centre de chaque panneau. On obtient ainsi un

système de N équations linéaires et N inconnues. La condition de Kutta est implicitement vérifiée. Pour obtenir les vitesses tangentielles, on dérive les potentiels. On obtient donc :



(III.31)

avec d , la distance entre le milieu des deux panneaux adjacents. Cette équation nous fournit la valeur de la vitesse tangentielle à chaque nœud du profil. Il ne nous reste plus qu'à calculer les coefficients de pression et de portance.

III.7.Méthode avec doublets linéaires par formulation du potentiel

On peut obtenir la solution discrète du problème envisagé au moyen d'une méthode de panneaux développée par Moran, basée sur la solution de l'équation (30). La grande différence avec la méthode précédente, se situe sur le plan de la discrétisation de la distribution de doublets. En effet, Moran utilise une distribution linéaire de doublets. La distribution du potentiel sur un panneau devient donc :



(III.32)

avec F_j , le potentiel au nœud j

j et x varient entre 0 et l_j . La circulation est donc égale à la différence de potentiel entre le $N+1^{\text{ème}}$ nœud et le 1^{er} nœud :

$$G = F_{N+1} - F_1 \tag{III.33}$$

CHAPITRE III METHODE DES PANEAUX

On applique maintenant l'équation de Green à un profil divisé en N panneaux. On obtient alors :

$$\dots$$

(III.34)

La résolution de l'intégrale permet de faire tendre le point P vers le $i^{\text{ème}}$ nœud du profil. On obtient alors N+1 inconnues : les F_i , avec $i = 1, \dots, N+1$. On a donc un système d'équations algébriques. Mais, si on l'intègre, on fait apparaître des termes logarithmiques et si on applique juste l'équation (III.30) au point i, on obtient des singularités logarithmiques introduites dans l'équation.

Il faut donc faire tendre le point P vers le $i^{\text{ème}}$ nœud et observer ses effets sur l'équation de départ. On aboutit alors à :

$$\dots$$

 termes.réguliers

(III.35)

où $b_{i,i-1}$ et $b_{i,i}$ sont indéterminés

Cependant, on peut calculer leur somme, qui est égale à l'angle entre les panneaux $i-1$ et i . Les termes réguliers sont tous les termes où $j \neq i$ et $j \neq i-1$. Lorsque $i = 1$, on obtient un résultat particulier :

$$\dots$$

 +termes.réguliers

(III.36)

L'équation (III.32) fournit le même résultat lorsqu'elle est appliquée aux nœuds 1 et N+1. On a donc N équations pour N+1 inconnues. La condition de Kutta au bord de fuite va donc nous permettre d'obtenir un système de N+1 équations avec N+1 inconnues. Pour cela, on égalise les vitesses tangentielles au milieu des panneaux 1 et N, d'où :

$$\dots$$

(III.37)

La dérivée de l'équation de la distribution de potentiel sur le panneau permet de calculer la vitesse tangentielle au centre du panneau. On a donc :

(III.38)

Il suffit maintenant d'en déduire les coefficients de portance et de pression. Cette méthode donne de bons résultats du fait que les points de contrôle soient situés aux nœuds et non pas en leur centre, mais les calculs qu'elle demande sont lourds.

III.8. Présentation théorique de la méthode avec tourbillons par formulation de ligne de courant

III.8.1 Discrétisation

Elle consiste en une division du profil en petits segments, les panneaux. La densité de panneaux doit être plus importante aux bords de fuite et d'attaque pour avoir une plus grande précision. Chaque panneau contient un tourbillon distribué uniformément mais dont l'intensité varie d'un panneau à l'autre.

III.8.2 Equations de base

La fonction de courant résultante en un point $P(x_P, y_P)$ est :

(III.39)

où l_j est la longueur du panneau j .

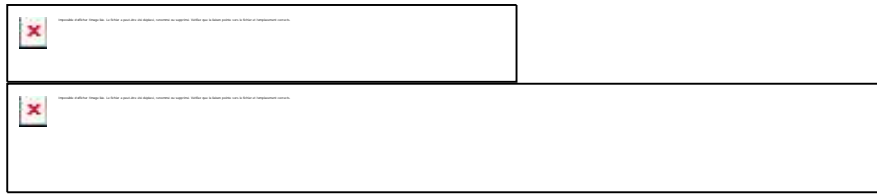
La discrétisation en N panneaux entraîne $N+1$ inconnues, à savoir les N valeurs de g_i et celle de Y_B . Après évaluation de l'intégrale, la fonction de courant devient :

(III.40)

où :



(III.41)



(III.42)

Avec : $r_{P,j}$, la distance du nœud j au milieu du panneau i (point P)
 $b_{P,j}$, l'angle sous lequel on voit le panneau j du milieu du panneau i
 a , l'angle d'attaque

l_j , la longueur du panneau j

Lorsque le point P est situé au centre du panneau j , il faut utiliser l'expression suivante :



(III.43)

On obtient donc un système d'équations linéaires lorsque l'on applique l'équation (42) au centre de chaque panneau, c'est à dire lorsque le point P devient le point de contrôle i avec $i = 1, \dots, N$. La $N+1^{\text{e}}$ équation nécessaire provient de la condition de Kutta au bord de fuite. Le système d'équations ainsi obtenu peut prendre la forme matricielle suivante :



(III.44)

où $[A]$ est la matrice des coefficients d'influence. Elle est obtenue à l'aide des équations précédentes et des conditions suivantes :

$$A_{i,N+1} = -1$$

$$A_{N+1,1} = A_{N+1,N} = 1$$

$$A_{N+1,j} = 0 \text{ pour } j = 2, \dots, N-1$$

Le vecteur $\{x\}$ est le suivant :

$$x_i = g_i \text{ pour } i = 1, \dots, N$$

$$x_{N+1} = Y_c$$

Le vecteur constant $\{b\}$ est égal à :

$$b_i = -V_{\infty} (y_i \cos a - x_i \sin a) \text{ pour } i = 1, \dots, N$$

$$b_{N+1} = 0$$

On résout le système de l'équation (III.44) en utilisant l'équation $V_{t,i} = g_i$ pour obtenir directement les vitesses tangentielles. Puis on peut en déduire les coefficients de portance et de pression.

III.8.3 Conditions aux frontières[6]:

On définit que la vitesse tangentielle en un point du profil est égale à l'intensité du tourbillon. On va donc calculer la vitesse tangentielle au centre de chaque panneau, c'est-à-dire aux points de contrôles. Cependant, il est nécessaire de compléter ceci par la condition de Kutta. Aux bords de fuite:

$$\Gamma_j = \frac{2\pi V_\infty \sin \alpha}{N} \left(\frac{z_j - z_{j+1}}{z_j - z_{j-1}} \right)$$

où : V_j est la vitesse tangentielle au panneau 1;

V_{j+1} est la vitesse tangentielle au panneau $j+1$.

La formulation des conditions aux frontières est :

$$\Gamma_j = \frac{2\pi V_\infty \sin \alpha}{N} \left(\frac{z_j - z_{j+1}}{z_j - z_{j-1}} \right)$$

(III.45)

tout simplement parce qu'on utilise la formulation par lignes de courant, sachant que Γ_j sur le profil, on obtient :

$$\Gamma_j = \frac{2\pi V_\infty \sin \alpha}{N} \left(\frac{z_j - z_{j+1}}{z_j - z_{j-1}} \right)$$

(III.46)

la condition de Kutta entraîne que au bord de fuite, on a :

$$\Gamma_j = \frac{2\pi V_\infty \sin \alpha}{N} \left(\frac{z_j - z_{j+1}}{z_j - z_{j-1}} \right)$$

(III.47)

III.8.4. Calcul de la distribution du gradient de pression. Le coefficient de pression est fourni par l'expression suivante

$$C_p = 1 - \left(\frac{V}{V_\infty} \right)^2$$

(III.48)

III.8.5. Calcul du coefficient de portance. Le coefficient de portance est donné par l'expression



(III.49)

avec $L = r.V_{\infty}.G$ selon le théorème de Kutta Joukowski, et $q_{\infty} = (1/2).r.V_{\infty}^2$
Ainsi,




(III.50)

La circulation G peut s'écrire en fonction de l'intensité tourbillonnaire g de la manière suivante :



(III.51)

On peut maintenant approximer l'intégrale de contour  par la sommation des longueurs des panneaux, ce qui amène à :



(III.52)

On obtient donc le coefficient de portance du profil à l'aide de la formule suivante :



(III.53)

Remarque :

On ne calcule pas le coefficient de traînée, car étant donné que le fluide étudié est considéré parfait donc non visqueux, la traînée occasionnée n'est pas représentative de la réalité.

III.9. Les profils d'ailes [13]:

III.9.1 Génération des profils NACA :

Le NACA (National Advisory Committee for Aeronautics), prédécesseur de la NASA, a étudié différentes familles de profils répondant à diverses applications. Parmi celles ci, on peut distinguer la famille de profils à quatre chiffres, celle à cinq chiffres et les profils laminaires portant la désignation NLF. Dans ce rapport, nous allons principalement nous intéresser à ceux à quatre chiffres.

a/Famille de profils à quatre chiffres :

Dans cette famille, un profil est représenté par quatre chiffres. Le premier indique la cambrure maximale relative en pourcentage de la corde ; le deuxième représente la position de cette cambrure en pourcentage de la corde et les deux derniers spécifient l'épaisseur relative maximale en pourcentage de la corde. Par exemple, dans le cas du profil 4412 :

Le 4 indique la cambrure maximale (4%)

Le deuxième 4 indique la position de la cambrure maximale (40%)

Le 12 indique l'épaisseur relative maximale (12%)

Remarquons qu'un profil symétrique sera du type 00xx.

Nous allons maintenant voir les formules permettant de calculer les coordonnées des points d'un profil. Dans le cas des profils symétriques de cette famille, on se sert de l'expression suivante :

$$\pm y_i = \frac{t}{0.2} \left(0.2969\sqrt{x} - 0.1260x - 0.3537x^2 + 0.243x^3 - 0.1015x^4 \right) \quad (54)$$

et le rayon de courbure au bord d'attaque est égal à : $r = 1,1019 t^2$

avec : t : l'épaisseur relative maximale du profil

Pour le cas des profils cambrés, la forme géométrique de la cambrure moyenne est représentée par deux paraboles :

$$\begin{cases} y_c = \frac{y_A}{x_A^2} x(2x_A - x) & 0 \leq x \leq x_A \\ y_c = \frac{y_A}{(c-x_A)^2} (c-x)(c+x-2x_A) & x_A \leq x \leq c \end{cases} \quad (\text{III.55})$$

Où le point A (x_A, y_A), situé à la distance où la flèche est maximale, représente le point commun des deux paraboles. Remarquons que y_A représente la cambrure maximale et que x_A en donne la position.

L'équation de la forme géométrique d'un profil cambré est donc :

Pour l'extrados :

$$x_e = x - y_t \cdot \sin\theta$$

$$y_e = y_c + y_t \cdot \cos\theta$$

Pour l'intrados :

$$x_i = x + y_t \cdot \sin\theta$$

$$y_i = y_c - y_t \cdot \cos\theta$$

Avec, y_t identique à celui des profils symétriques et $\theta = dy_c/dx$.

b/Famille de profils à 5 chiffres :

Dans cette famille, cinq chiffres caractérisent les profils. Le premier représente le coefficient de portance caractéristique, les deux suivants indiquent la position de la cambrure maximale et les deux derniers spécifient l'épaisseur relative maximale.

c/Famille de profils laminaires :

Par exemple pour le NACA 66₂ – 215 :

Le premier 6 représente la désignation de la série (profil laminaire)

Le deuxième 6 représente la position de la pression minimale (60%)

L'indice 2 est la marge au-dessus et au-dessous du coefficient de portance caractéristique pour laquelle il existe un gradient de pression favorable (0,2)
Le 2 représente le coefficient de portance caractéristique (0,2)
Le 15 représente l'épaisseur relative maximale (15%)

LORD CAYLEY (1799) a été le 1^{er} à introduire les idées d'ailes fixes et courbures pour générer la portance.

(1901-1902) les frères WRIGHT ont essayé une centaine de profils dans les souffleries, le premier vol historique a été réalisé en 1903.

A partir de 1910, on rencontre les profils suivants :

- * Angleterre : RAF (RAF1,RAF2,...).
- * France : EIFFEL.
- * Allemagne : GOTTINGEN (GOT100,...).
- * USA : (USA1,...),CLARK,NACA.

on va s'intéresser au profil NACA 4 chiffres :

III.9.2.Signification des chiffres :

NACA 2412 :

- * 1^{er} chiffre : indique la valeur de la courbure axiale en pourcent de la corde ($2\% C=0.02 C$).
- * 2^{ème} chiffre : indique en dizaines de corde la position de la courbure axiale à partir du bord d'attaque ($4 \times 1/10 C=0.4 C$).
- * 3^{ème} chiffre : donne l'épaisseur axiale en pourcent de la corde ($12\% C=0.12 C$).

Un profil sans courbure est dit symétrique.

III.10. Conclusion

La méthode des panneaux sources ne tien pas compte de la circulation autour de l'obstacle, cependant la détermination des caractéristiques aérodynamiques des profils **portants** (qui induisent une portance) nécessite l'introduction de la circulation donc des tourbillons c'est ainsi que la méthode des panneaux tourbillons est née, dont le principe est le même que la méthode utilisée.

Les cinq méthodes de panneaux donnent de bons résultats, si on garde en mémoire qu'elles sont appliquées à des fluides parfaits, pour des incidences faibles. Parmi les méthodes les plus simples à calculer, il y a celle que nous avons étudiée : panneaux source.

Par contre, du fait même de ces limitations, il sera impossible d'étudier des profils dans des écoulements à forte viscosité, turbulents et sous forte incidence, ce qui nous laisse de nombreuses zones d'ombres dans l'étude d'une aile.

Néanmoins, il est possible d'apporter des coefficients correcteurs aux résultats, par exemple pour tenir compte de la couche limite, dans certaines méthodes, ce qui rapprochera encore les résultats numériques de la réalité.

Certaines méthodes de panneaux ne permettent pas non plus la simulation tridimensionnelle. C'est le cas de notre méthode, De toutes les méthodes, celle qui a été l'objet de notre étude n'est donc pas à utilisée dans l'étude complète d'une aile. On peut dire pour finir que ces méthodes ne nécessitent pas l'utilisation d'un nombre important de panneaux, et donc pas la résolution d'un système linéaire de très grande taille. Les calculs sont donc peu importants, ce qui rend cette méthode intéressante dans un but de design, afin de gagner du temps de conception. De ce point de vue, notre méthode, ainsi que celle du doublet sont encore de loin les meilleures (à comparer avec Hess et Smith) .

IV.1/ INTRODUCTION :

Pour l'étude aérodynamique des ailes d'envergure infinie ($AR = \infty$), on peut servir de l'écoulement plan autour des profils de l'aile, donc en deux dimensions. Par contre l'écoulement de l'air autour d'une aile d'envergure finie est tridimensionnel. Il se distingue de l'écoulement autour d'un profil (ou d'une section de l'aile) par l'apparition d'une nouvelle composante de l'écoulement, orientée dans la direction de l'envergure et qui dépend des extrémités de l'aile et du profil dans chaque section.

Les caractéristiques aérodynamiques les plus employées d'une aile d'envergure finie sont la portance, la traînée et le moment de tangage, que nous utiliserons sous leur forme adimensionnelle et nous appellerons coefficients aérodynamiques. Pour l'étude numérique de l'aérodynamique d'une aile d'envergure finie, plusieurs méthodes sont développées depuis 1918, on peut citer quelques méthodes:

- la méthode de la ligne portante
- la méthode des surfaces portantes
- la méthode des panneaux tridimensionnels

IV-2 ETUDE AERODYNAMIQUE:

IV-2-1. Les trois approches de l'aérodynamique :

L'observation de la nature et de ses phénomènes est à la base de toute démarche scientifique. Comme toute branche de la physique, l'aérodynamique s'articule aujourd'hui autour de trois axes :

- L'expérimentation
- La théorie
- La simulation numérique

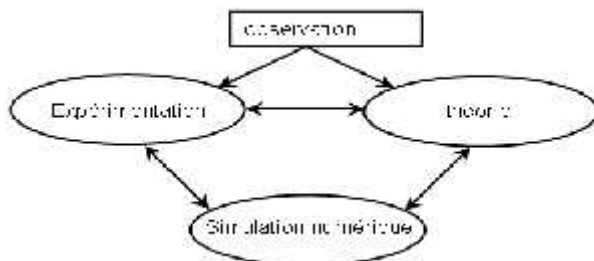


Figure IV.1 : Les trois approches de l'aérodynamique

IV -2-2 Fonction d'une aile [13] :

La fonction d'une aile, dans le cadre d'applications aéronautiques, est de générer une portance, c'est à dire une force verticale permettant d'équilibrer la pesanteur de l'avion. Cette force est due à la différence de pression qui s'établit entre les deux côtés de l'aile.

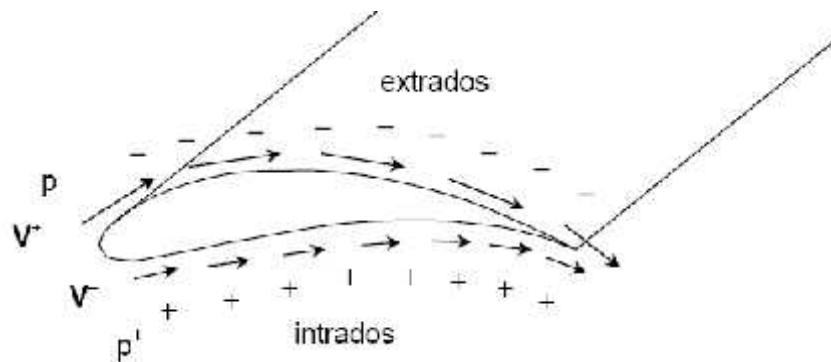


Figure IV.2 : Principe de la création de portance par une aile

Pour remplir cette fonction, il y a deux possibilités :

- soit déplacer un grand volume d'air à petite vitesse : c'est le principe de l'aile battante qui est le mode de vol des oiseaux et des insectes, qui a été la première approche suivie en aéronautique et qui redevient d'actualité ces dernière années pour des applications au vol de drones miniatures en espace clos ;
- soit déplacer un petit volume d'air à grande vitesse : c'est le principe de l'aile fixe, qui est le principe de vol de tous les avions.

IV.2-3 Définition d'une aile [2] :

Nous allons tout d'abord donner les principales définitions utiles par la suite, pour les profils 2D et pour les ailes 3D.

IV .2-3 -1 Profil 2D:

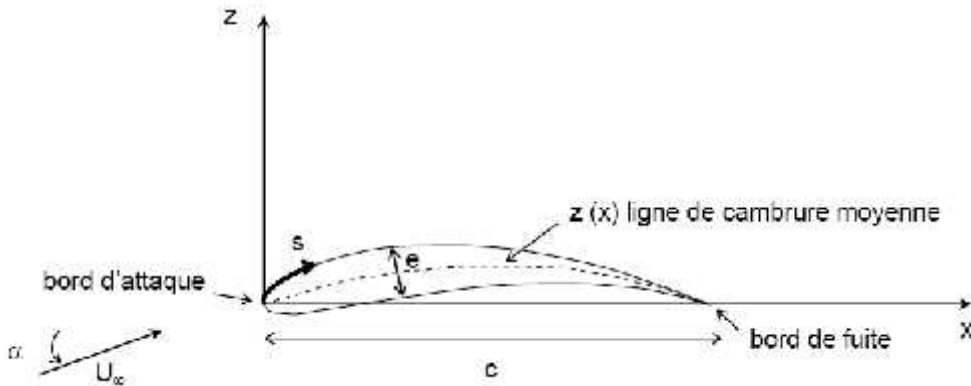


Figure IV.3 : Profil d'aile

On définit pour un profil :

- C : la corde
- e : l'épaisseur
- $z(x)$: la ligne de cambrure moyenne ou squelette
- U : la vitesse à l'infini amont
- α : l'angle d'incidence
- s : l'abscisse curviligne.

IV -2-3 -2 Aile 3D [12] :

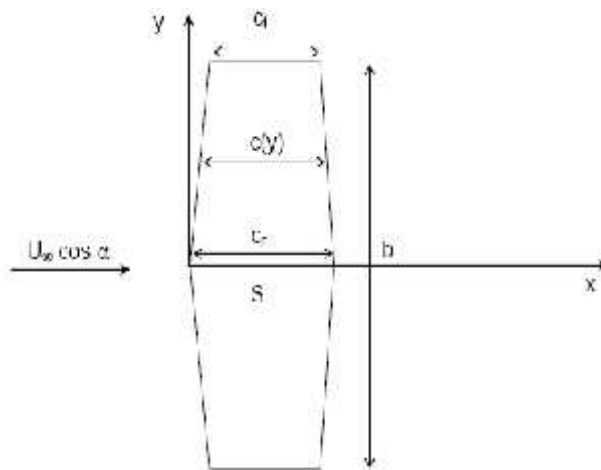


Figure IV.4 : Aile complète

On définit pour une aile :

- b : l'envergure
- C_r : la corde en pied
- C_t : la corde en bout d'aile
- S : la surface de l'aile

IV -2-4 Définition des forces et moments:

IV-2-4 -1 Portance, traînée et moment de bord d'attaque :

Ces notions sont des grandeurs très importantes. Elles modélisent sous forme de vecteur les différentes forces exercées sur le profil.

- **La portance** est la force, due à la surpression - dépression, exercée sur le profil lors de son vol, qui est orientée perpendiculairement à l'axe du vent relatif.
- **La traînée** est la force exercée par le vent relatif sur le profil. Elle a le même axe que le vent relatif. la traînée est donc un obstacle à la vitesse de l'aile car elle le ralentit. La traînée est une source de pertes de performances aérodynamiques.

La traînée doit être toujours minimisée car elle est source de pertes. La traînée s'applique aussi aux lignes de vos cerf-volants. Plus les fils sont gros, plus leur traînée est importante, donc plus ils ralentissent l'ensemble (ligne)-(cerf-volant). Schéma illustrant ce phénomène :

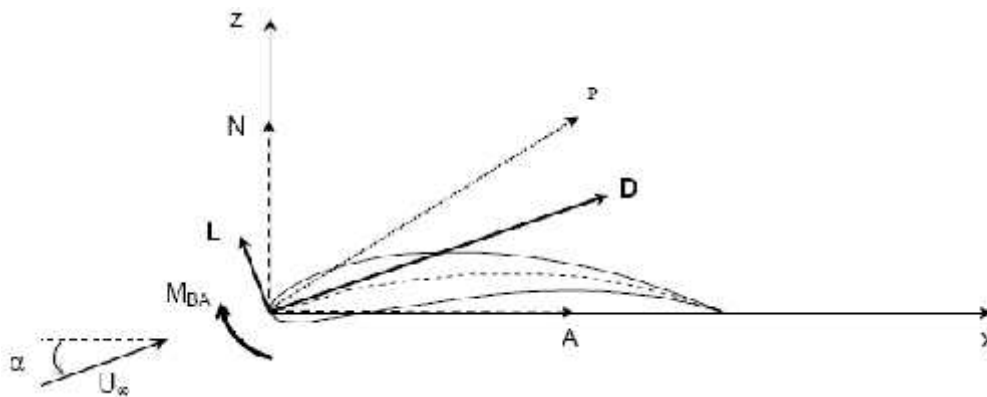


Figure IV.5 : Efforts et moment aérodynamiques

On définit les efforts aérodynamiques suivants :

- A : la force axiale
- N : la force normale
- R : la force résultante
- D : la traînée
- L : la portance
- MBA : le moment de tangage de bord d'attaque.

La portance et la traînée peuvent être déterminées à partir des forces axiale et normale connaissant l'angle d'incidence du profil.

$$L = N \cos \alpha - A \sin \alpha$$

$$D = N \sin \alpha + A \cos \alpha$$

IV -2-4-2 Forces et moments appliqués à un profil 2D [12,9] :

Dans le cas d'un profil 2D, ou d'une aile d'envergure infinie, on définit les forces et moments par unité d'envergure ($b = 1$ m), et on note les forces et moments correspondants.

a) Efforts surfaciques :

On définit $p(s)$ la distribution surfacique de pression et $\tau(s)$ la distribution surfacique de

frottement par contrainte de cisaillement visqueux, sur l'intrados (indice i) et l'extrados (Indice e) du profil.

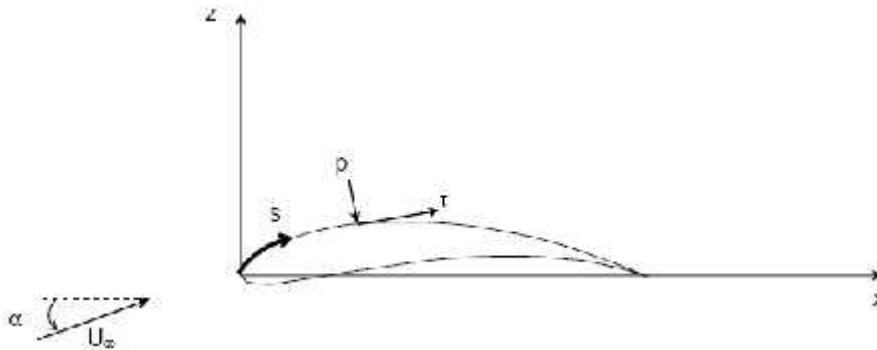


Figure IV.6 : Distribution d'efforts surfaciques

Examinons les efforts appliqués sur un élément de profil, situé côté extrados puis côté intrados

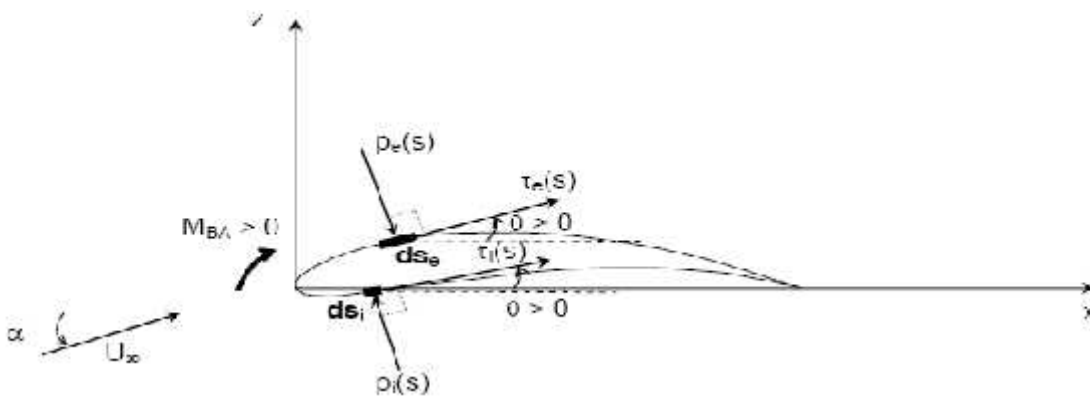


Figure IV.7 Efforts surfaciques côté intrados et côté extrados

Il vient :

-sur l'extrados, pour un élément ds_e :

$$dN'_e = -p_e \cos \theta ds_e + \tau_e \sin \theta ds_e$$

$$dA'_e = p_e \sin \theta ds_e + \tau_e \cos \theta ds_e$$

- sur l'intrados, pour un élément ds_i :

$$dN'_i = p_i \cos \theta ds_i + \tau_i \sin \theta ds_i$$

$$dA'_i = -p_i \sin \theta ds_i + \tau_i \cos \theta ds_i$$

Les forces normale et axiale totales par unité d'envergure s'obtiennent en intégrant les forces élémentaires côté extrados et intrados entre le bord d'attaque et le bord de fuite :

$$N' = \int_{BA}^{BF} (-p_e \cos \theta + \tau_e \sin \theta) ds_e + \int_{BA}^{BF} (p_i \cos \theta + \tau_i \sin \theta) ds_i$$

$$A' = \int_{BA}^{BF} (p_e \sin \theta + \tau_e \cos \theta) ds_e + \int_{BA}^{BF} (-p_i \sin \theta + \tau_i \cos \theta) ds_i$$

On en déduit la portance et la traînée

$$L' = N' \cos \alpha - A' \sin \alpha$$

$$D' = N' \sin \alpha + A' \cos \alpha$$

Si l'on décompose les forces normale et axiale en une partie provenant de la distribution de pression et une partie provenant de la distribution de frottement :

$$N' = N'_p + N'_\tau$$

$$A' = A'_p + A'_\tau$$

On en déduit une décomposition similaire de la traînée :

$$D' = D'_p + D'_\tau$$

Où D'_p est la traînée de pression et D'_τ la traînée de frottement.

b) Les moments :

De même que pour les efforts, on peut calculer le moment de tangage au bord d'attaque :

- sur l'extrados, pour un élément dse :

$$dM'_{BA,e} = (p_e \cos \theta - \tau_e \sin \theta)x ds_e + (p_e \sin \theta + \tau_e \cos \theta)z ds_e$$

- sur l'intrados, pour un élément ds_i :

$$dM'_{BA,i} = -(p_i \cos \theta + \tau_i \sin \theta)x \, ds_i + (-p_i \sin \theta + \tau_i \cos \theta)z \, ds_i$$

Le moment résultant des efforts appliqués au profil, calculé au bord d'attaque est alors :

$$M'_{BA} = \int_{BA}^{BF} [(p_e \cos \theta - \tau_e \sin \theta)x + (p_e \sin \theta + \tau_e \cos \theta)z] ds_e$$

$$+ \int_{BA}^{BF} [-(p_i \cos \theta + \tau_i \sin \theta)x + (-p_i \sin \theta + \tau_i \cos \theta)z] ds_i$$

IV -2-4-3 Efforts aérodynamiques et moments 3D [7,9] :

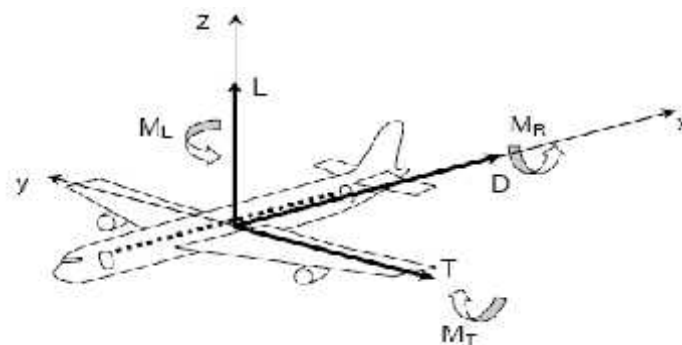


Figure IV.8 : Efforts et moments aérodynamiques 3D

Dans l'espace, on définit les efforts aérodynamiques et les moments suivants :

- D : la traînée
- L : la portance
- T : la dérive
- M_R : le moment de roulis
- M_T : le moment de tangage
- M_L : le moment de lacet.

Dans le cas 2D, il ne reste, comme nous l'avons vu précédemment, que deux forces (traînée et portance) et un moment (moment de tangage). Ce moment pourra être appliqué, par exemple, au bord d'attaque du profil

IV -2-6 Coefficients aérodynamiques :

Les différents coefficients aérodynamiques sont définis à partir de la pression

dynamique $q_\infty = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2$

IV -2-6-1 Coefficients d'une aile [6] :

Pour une aile 3D, on définit les coefficients par rapport à la surface de l'aile

- le coefficient d'effort axial : $C_A = \frac{A}{q_\infty S}$
- le coefficient d'effort normal : $C_N = \frac{N}{q_\infty S}$
- le coefficient de portance : $C_L = \frac{L}{q_\infty S}$
- le coefficient de traînée : $C_D = \frac{D}{q_\infty S}$
- le coefficient de moment : $C_{M,BA} = \frac{M_{BA}}{q_\infty S c}$

IV-1-6-2 Coefficients d'un profil :

Pour un profil 2D, on définit les coefficients par rapport à la corde du profil (une longueur d'aile unité) :

- le coefficient d'effort axial $C_{A'} = \frac{A'}{q_\infty c}$
- le coefficient d'effort normal : $C_{N'} = \frac{N'}{q_\infty c}$
- le coefficient de portance : $C_{L'} = \frac{L'}{q_\infty c}$
- le coefficient de traînée : $C_{D'} = \frac{D'}{q_\infty c}$
- le coefficient de moment $C_{M',BA} = \frac{M'_{BA}}{q_\infty c^2}$:

IV-2-6-3 Coefficients de pression et de frottement

- le coefficient de pression $C_p(s) = \frac{p(s) - p_\infty}{q_\infty}$:
- le coefficient de frottement $C_f(s) = \frac{\tau(s)}{q_\infty}$:

Contrairement aux coefficients d'effort et de moment, qui sont globaux, ces deux coefficients sont locaux et sont fonction de la position sur le profil.

IV -2-6-4 Finesse d'un profil ou d'une aile [7] :

La finesse f d'un profil ou d'une aile est le rapport entre le coefficient de portance et le

Coefficient de traînée : $f = \frac{c_L}{c_D} = \frac{L}{D}$

La finesse est fonction de la forme du profil ou de l'aile, mais également de l'angle d'incidence. Pour une aile d'avion, elle est de l'ordre de 25 et atteint 50 pour une aile de planeur. La finesse f correspond aussi au rapport entre la distance parcourue horizontalement et la distance parcourue verticalement pour un vol plané sans vent extérieur

IV -2-6-5 Les coefficients de portance et de traînée [14] :

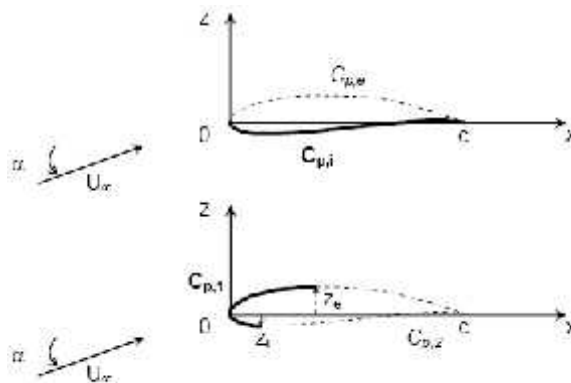


Figure IV.9 : Distribution du coefficient de pression

D'après les notations précédentes, $C_{p,e}$ est le coefficient de pression sur l'extrados et $C_{p,i}$ le coefficient de pression sur l'intrados. De même l'on désigne par $C_{p,1}$ le coefficient de pression sur la partie amont aux maxima d'épaisseur de l'aile (z_e côté extrados et z_i côté intrados) et $C_{p,2}$ le coefficient de pression sur la partie aval aux maxima d'épaisseur de l'aile.

En négligeant l'effet du frottement, on peut, connaissant la distribution du coefficient de pression C_p sur le profil, obtenir les coefficients d'effort axial et d'effort normal :

$$C_{N'} = \int_0^1 C_{p,i} \left(\frac{x}{c} \right) d \left(\frac{x}{c} \right) - \int_0^1 C_{p,c} \left(\frac{x}{c} \right) d \left(\frac{x}{c} \right)$$

$$C_{A'} = \int_{\frac{z_1}{c}}^{\frac{z_2}{c}} C_{p,1} \left(\frac{z}{c} \right) d \left(\frac{z}{c} \right) - \int_{\frac{z_1}{c}}^{\frac{z_2}{c}} C_{p,2} \left(\frac{z}{c} \right) d \left(\frac{z}{c} \right)$$

D'où l'on déduit l'expression des coefficients de portance et de traînée :

$$C_{L'} = C_{N'} \cos \alpha - C_{D'} \sin \alpha$$

$$C_{D'} = C_{N'} \sin \alpha + C_{A'} \cos \alpha$$

IV -2-6-6 Centre de pression :

Le centre de pression d'un profil est le point autour duquel le moment résultant des efforts aérodynamiques appliqués au profil est nul :

$$M'_{cp} = 0$$

Par rapport au moment des efforts calculé au bord d'attaque du profil, la position du centre de pression est donnée par la relation :

Pour de faibles angles d'incidence, $\sin \alpha \approx 0$ et $\cos \alpha \approx 1$ donc $N' \approx L'$ et

Remarque : la position du centre de pression dépend de l'angle d'incidence du profil.
$$x_{cp} = -\frac{M'_{BA}}{N'}$$

IV -2-6-7 Moment quart de corde [7] :

On définit le moment quart de corde d'un profil comme le moment résultant des efforts aérodynamiques appliqués à $x = c / 4$.

$$M'_{BA} = -\frac{c}{4} L' + M'_{c/4} = -x_{cp} L'$$

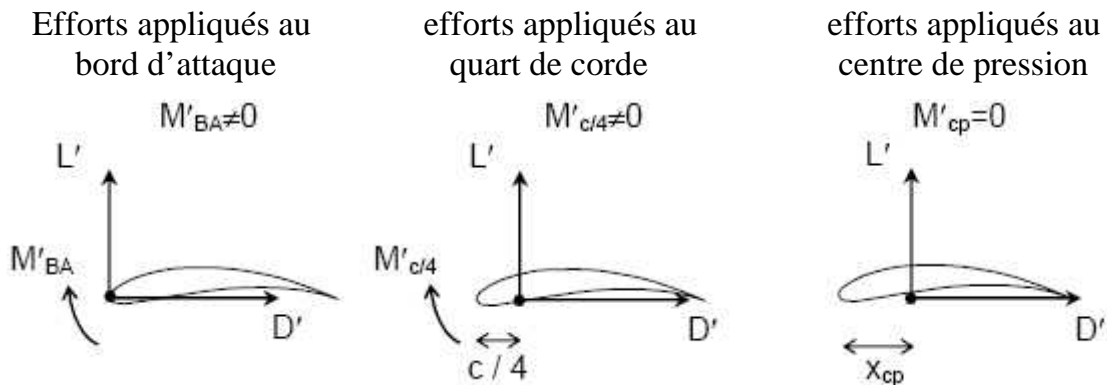


Figure IV.10 : Différents points d'application des efforts aérodynamiques

Remarque : pour un profil mince symétrique, le centre de pression est situé au quart de corde.

IV -2-6-8 Centre aérodynamique [6,7] :

Le centre aérodynamique d'un profil est le point du profil pour lequel le moment est indépendant de l'angle d'incidence $M'_{ca}(r) = cst$

IV.3.CALCUL DES EFFORTS AERODYNAMIQUES:

IV.3.1.EQUATION DE BASE :

La pression et la vitesse sur un profil d'aile, sont obtenues par la résolution des équations de Navier Stokes. Or, étant donné que la résolution de ces équations est très compliquée pour un fluide réel, on est obligé de poser des hypothèses pour simplifier le problème. On va donc considérer que le fluide qui s'écoule autour du profil, est un fluide parfait, donc non visqueux et irrotationnel. Ces hypothèses sont bien sûr justifiables ! En effet, comme la vitesse d'écoulement est rapide (bien que subsonique), l'effet des forces de viscosité est négligeable par rapport aux forces d'inertie. De plus, l'écoulement est irrotationnel si la vorticité est nulle en tout point. ($\nabla \times \vec{V} = 0$) Et enfin, puisque le fluide est incompressible, la densité est constante tout au long de sa trajectoire. Cela nous permet d'obtenir des simplifications des équations de continuité et du mouvement. De telle sorte que :

$$\nabla \times \vec{V} = \dots\dots\dots \dots\dots\dots(III.1)$$

$$\nabla \left(\frac{|\vec{V}|^2}{2} \right) = \frac{\nabla p}{\dots} \dots\dots\dots(III.2)$$

D'autre part, étant donné que l'écoulement est irrotationnel, on sait que $\vec{V} = \nabla\Phi$ et on en déduit que l'équation de Laplace est de la forme :

$$\nabla^2\Phi = 0 \dots\dots\dots (III.3)$$

Les solutions de cette équation fournissent le potentiel de vitesse d'un écoulement irrotationnel et incompressible. Puis l'équation du mouvement nous permet de trouver la pression. L'équation de Bernoulli s'obtient de l'intégrale de l'équation du mouvement, en tenant compte que la densité est constante. Ainsi :

$$\frac{\dots}{2} |\vec{V}|^2 + p = \text{constante} \dots\dots\dots(III.4)$$

En utilisant l'équation de Bernoulli, on obtient le coefficient de pression suivant :

$$C_p = \left[1 - \left(\frac{|\vec{V}|}{V_\infty} \right)^2 \right] \dots\dots\dots(III.5)$$

Le niveau de pression de référence n’influe pas directement sur la traînée car la force de pression sur le corps étudié est nulle seulement si la pression est constante sur la totalité de la surface étudiée.

L’équation de Laplace nous permet donc de résoudre l’écoulement irrotationnel et incompressible autour de l’aile de l’avion. Ainsi, la détermination d’une fonction harmonique Φ doit satisfaire les conditions aux limites sur les frontières du domaine pour répondre au problème d’écoulement.

Nous admettons que les conditions aux limites correspondent à l’infini, où la perturbation occasionnée par le profil, tend vers zéro, et sur la surface du corps S_c , où l’on néglige la condition d’adhérence puisque le fluide est considéré comme parfait, donc non visqueux. De plus on suppose que la surface S_c est imperméable, donc que l’écoulement n’y pénètre jamais. Toutes ces hypothèses étant posées, on va maintenant tenter de résoudre le problème mathématique suivant :

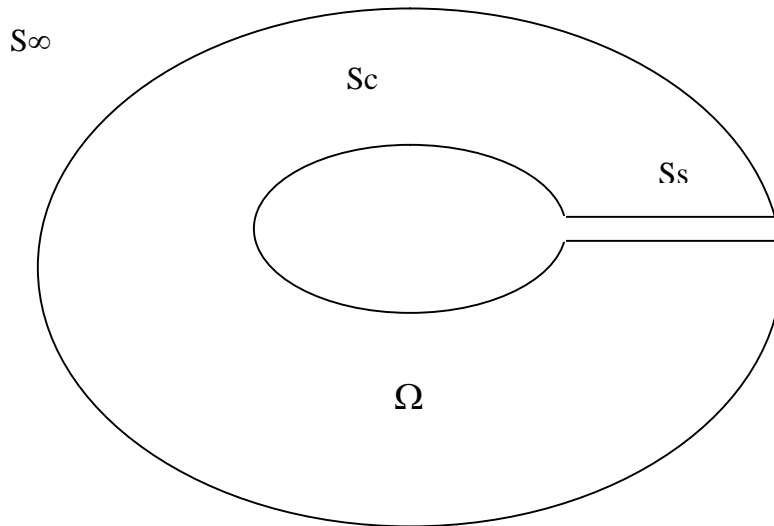


Figure IV.11. Définition du problème mathématique

$$\nabla^2\Phi = 0 \text{ dans } \Omega \dots\dots\dots(III.6)$$

$$\vec{V} \rightarrow \vec{V}_\infty \text{ sur } S \dots\dots\dots(III.7)$$

$$\vec{n} \cdot \nabla \Phi = 0 \text{ sur } S_c \dots\dots\dots(\text{III.8})$$

Les équations (IV.7) et (IV.8) sont les conditions frontières qui seront utilisées lors de la résolution de l'équation de Laplace. Notons que $\nabla^2 \Psi = 0$ satisfait aussi l'équation de Laplace.

En théorie, on peut avoir une infinité de solutions pour l'intensité de la circulation, de sorte que le potentiel total de l'écoulement satisfait aux conditions de continuité, d'irrotationnalité et de l'écoulement tangent pour un profil dans un écoulement stationnaire à un angle d'attaque donné. On comprend donc que ces conditions sont insuffisantes pour trouver une solution unique du problème. Il est donc nécessaire de poser une condition supplémentaire pour obtenir une valeur unique de la circulation. Cette condition est issue de l'étude de l'écoulement au bord de fuite réalisée par Wilhelm Kutta et est formulée de la manière suivante :

- Pour un profil se terminant par un point de rebroussement, la vitesse à l'extrados et à l'intrados du bord de fuite, a la même valeur finie. Dans ce cas, les deux vitesses ont même direction et même valeur finie. Cependant, la pression au bord de fuite a une valeur unique p_{BF} et l'équation de Bernoulli appliquée à l'extrados et à l'intrados du profil à proximité du bord de fuite, donne :

$$p_{BF} + (1/2) \cdot \rho \cdot v_e^2 = p_{BF} + (1/2) \cdot \rho \cdot v_i^2 \dots\dots\dots(\text{III.9})$$

On en déduit que $v_e = v_i$

- Pour un profil se terminant par un dièdre, le bord de fuite est un point d'arrêt. Soit les vitesses de l'écoulement au bord de fuite, v_e tangente à l'extrados et v_i tangente à l'intrados ; on a deux vitesses de directions différentes en un même point, ce qui n'est possible que si les deux vitesses sont nulles et que le point en question est un point d'arrêt. D'où $v_e = v_i = 0$

En résumé, les conditions aux frontières permettent de résoudre l'équation de Laplace, le champ de vitesse est déterminé à l'aide de l'équation qui montre que la vitesse dérive d'un potentiel. La distribution de pression est calculée avec l'équation (IV.5) du coefficient de pression. Le problème d'écoulement irrotationnel et incompressible est résolu et, puisque l'équation de Laplace est une équation linéaire aux dérivées partielles du second ordre, on peut appliquer le principe de superposition des solutions. L'écoulement est représenté par la somme des écoulements incompressibles irrotationnels élémentaires.

IV.4. DISCRETISATION :

Le principe de discrétisation consiste à “facétiser” un profil, c’est à dire que l’on va le représenter par une série de petits segments de longueur variable appelés panneaux. Cette discrétisation ne doit pas être aléatoire et doit permettre de construire un polygone le plus proche possible du profil. De plus, il est nécessaire d’avoir une densité de panneaux plus importante aux extrémités du profil (bords d’attaque et de fuite) car ils constituent les endroits où la courbure est la plus prononcée, donc plus difficile à représenter par des segments. On utilise en général la formule suivante pour déterminer les coordonnées des panneaux :

$$x_j/c = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta_j) \dots\dots\dots(\text{III.10})$$

avec :

$$\theta_j = 2j\pi/N, \quad j = 0, \dots, N$$

x_j représente la distance du bord d’attaque au point j sur la corde et N , le nombre de panneaux. On prend comme point de contrôle, le point situé au centre du panneau. Les coordonnées de ce point sur le panneau i sont :

$$\bar{x}_i = \frac{x_i + x_{i+1}}{2} \dots\dots\dots(\text{III.11})$$

$$\bar{y}_i = \frac{y_i + y_{i+1}}{2} \dots\dots\dots(\text{III.12})$$

avec : x_i et y_i , les coordonnées du $i^{\text{ème}}$ point
 x_{i+1} et y_{i+1} , les coordonnées du $(i+1)^{\text{ème}}$ point

En général, le choix d’une soixantaine de panneaux fournit une bonne précision de la discrétisation. Bien sûr, ceci peut varier selon la cambrure des profils.

IV.5. METHODES DES PANEAUX :

Cette méthode élaborée par Hess et Smith en 1966 consiste tout d'abord à diviser le profil en un certain nombre de panneaux afin d'en approcher le mieux possible le contour réel. On modélise ensuite l'écoulement à l'aide de sources et de tourbillons distribués sur chaque panneau. Ensuite, les conditions de tangences et de Kutta, nous permettent de déterminer l'intensité de ces singularités. Puis, une fois celles ci connues, on peut calculer la vitesse, et, par conséquent, le coefficient de pression en tout point de la surface, ainsi que la distribution de l'angle d'attaque en fonction de l'angle d'incidence du profil.

Pour un écoulement irrotationnel, le potentiel total autour du profil correspond à l'équation suivante :

$$\Phi = \Phi_{\infty} + \Phi_S + \Phi_v \dots \dots \dots (III.13)$$

avec : Φ_{∞} , le potentiel de l'écoulement uniforme
 Φ_S , le potentiel d'une distribution de sources $q(s)$ par unité de longueur
 Φ_v , le potentiel d'une distribution de tourbillons d'intensité $\gamma(s)$.

IV.6.ALGORITHME DE CALCUL :

- 1) Saisie des paramètres d'entrée
- 2) Calcul des caractéristiques du profil en fonction du NACA.
- 3) Calcul des bords de panneaux et des points de contrôle
- 4) Initialisation de la matrice A du système linéaire.
- 5) Initialisation du second membre du système linéaire.
- 6) Résolution du système linéaire.
- 7) Calcul des coefficients aérodynamique (pression, portance, traîné,...) sur chaque panneau du profil.
- 8) Affichage des résultats

IV.7.APLICATIONS :

D'après le programme on a les résultats suivants :

IV.7.1.Pour le profil NACA 4415 :**IV.7.1.1/COURBE DE PRESSION : $cp=f(x)$**

I=	Y(i)=	X(i)=
1	1	5.5389169E-09
2	0.9942853	-2.4392689E-04
3	0.9772882	-9.7356865E-04
4	0.9494427	-2.1859757E-03
5	0.9114511	-3.8854133E-03
6	0.8642548	-6.0894168E-03
7	0.8090010	-8.8253804E-03
8	0.7470054	-1.2112713E-02
9	0.6797148	-1.5931178E-02
10	0.6086679	-2.0182334E-02
11	0.5354553	-2.4656259E-02
12	0.4616803	-2.9016558E-02
13	0.3891493	-3.2829914E-02
14	0.3204178	-3.6423370E-02
15	0.2555469	-3.9584368E-02
16	0.1957040	-4.1566342E-02
17	0.1419937	-4.1689757E-02
18	9.5473953E-02	-3.9399840E-02
19	5.7152867E-02	-3.4291353E-02
20	2.7960129E-02	-2.6102867E-02
21	8.7005273E-03	-1.4691124E-02
22	0.0000000	0.0000000E+00
23	2.4686600E-03	1.6909352E-02
24	1.6467046E-02	3.4741595E-02
25	4.1878249E-02	5.2871693E-02
26	7.8287236E-02	7.0377968E-02
27	0.1249545	8.6171716E-02
28	0.1808062	9.9148393E-02
29	0.2444531	0.1083344
30	0.3142412	0.1130062
31	0.3883297	0.1127665
32	0.4635895	0.1081447
33	0.5392748	0.1004631
34	0.6138531	9.0264320E-02
35	0.6856263	7.8175023E-02
36	0.7529947	6.4890482E-02
37	0.8144888	5.1151183E-02
38	0.8687971	3.7723534E-02
39	0.9147877	2.5376176E-02
40	0.9515262	1.4845279E-02
41	0.9782847	6.7875357E-03
42	0.9945455	1.7262223E-03

alpha 0.000000E+00		alpha 8.000000	alpha 16.00000	alpha 20.00000	
i=1	cp=	0.4020056	cp= 0.4288657	0.4766043	0.5072080
i=2	cp=	0.3004247	cp= 0.3449667	0.4124400	0.4532038
i=3	cp=	0.2387090	cp= 0.3024455	0.3890725	0.4389292
i=4	cp=	0.1972529	cp= 0.2808289	0.3859529	0.4440978
i=5	cp=	0.1667396	cp= 0.2707632	0.3940064	0.4598913
i=6	cp=	0.1420203	cp= 0.2673302	0.4086533	0.4819243
i=7	cp=	0.1196849	cp= 0.2676168	0.4274365	0.5079448
i=8	cp=	9.7241797E-02	cp= 0.2699043	0.4492189	0.5370215
i=9	cp=	7.2917402E-02	cp= 0.2734747	0.4739582	0.5692847
i=10	cp=	4.5806866E-02	cp= 0.2787230	0.5026903	0.6058304
i=11	cp=	1.6556067E-02	cp= 0.2878749	0.5380929	0.6491244
i=12	cp=	-9.8812291E-03	cp= 0.3081608	0.5872975	0.7053518
i=13	cp=	-3.8783152E-02	cp= 0.3271559	0.6335288	0.7567266
i=14	cp=	- 8.2648031E-02	cp= 0.3463557	0.6855868	0.8129930
i=15	cp=	-0.1400434	cp= 0.3755554	0.7526659	0.8796697
i=16	cp=	-0.2045512	cp= 0.4245746	0.8360960	0.9495553
i=17	cp=	-0.2690415	cp= 0.5071114	0.9303366	0.9982013
i=18	cp=	-0.3184539	cp= 0.6417254	0.9986138	0.9402730
i=19	cp=	-0.3074804	cp= 0.8416535	0.8737330	0.4666678
i=20	cp=	-8.0197446E-02	cp= 0.9994560	-0.1783452	-1.592006
i=21	cp=	0.6420282	cp= 0.2631537	-4.282618	-8.020065
i=22	cp=	0.9385815	cp= -2.026662	-9.225744	-14.25046
i=23	cp=	0.2466901	cp= -2.995808	-8.554664	-12.07432
i=24	cp=	-0.2764197	cp= -2.788224	-6.425633	-8.581220
i=25	cp=	-0.5609304	cp= -2.478984	-4.976710	-6.383838
i=26	cp=	-0.7274608	cp= -2.230042	-4.040715	-5.018390
i=27	cp=	-0.8245026	cp= -2.022478	-3.378452	-4.083118
i=28	cp=	-0.8685997	cp= -1.829354	-2.858983	-3.374738
i=29	cp=	-0.8657204	cp= -1.632778	-2.413893	-2.790725
i=30	cp=	-0.8156967	cp= -1.416185	-1.996653	-2.265166
i=31	cp=	-0.7276463	cp= -1.190494	-1.614228	-1.800977
i=32	cp=	-0.6324319	cp= -0.9970221	-1.313892	-1.446562
i=33	cp=	-0.5438411	cp= -0.8273145	-1.058476	-1.148643
i=34	cp=	-0.4558685	cp= -0.6725396	-0.8353974	-0.8925111
i=35	cp=	-0.3669516	cp= -0.5281417	-0.6361796	-0.6674709
i=36	cp=	-0.2761272	cp= -0.3908395	-0.4545898	-0.4656456
i=37	cp=	-0.1824172	cp= -0.2580495	-0.2860329	-0.2813286
i=38	cp=	-8.4794946E-02	cp= -0.1277225	-0.1271664	-0.1104638
i=39	cp=	1.7982090E-02	cp= 1.9052482E-03	2.4487006E-02	4.9843065E-02
i=40	cp=	0.1281555	cp= 0.1331573	0.1714623	0.2022740
i=41	cp=	0.2515347	cp= 0.2713709	0.3186440	0.3515034
i=42	cp=	0.4020056	cp 0.4288647	0.4766043	0.5072069

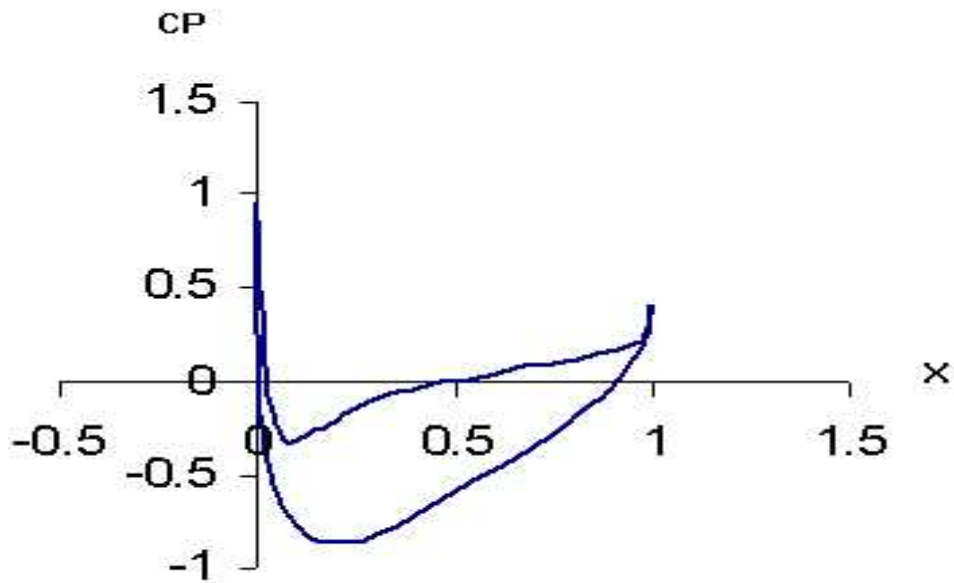


Figure IV.12 : distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 0°

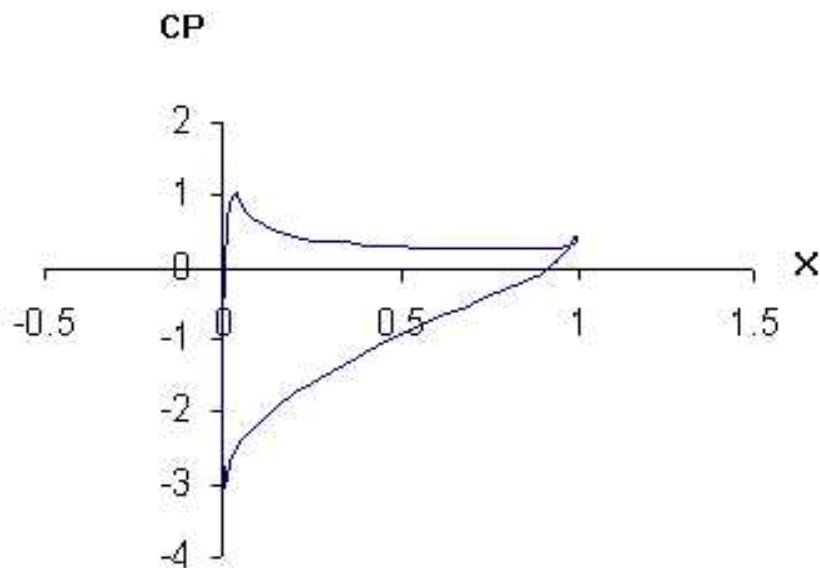


Figure IV.13 : distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 8°

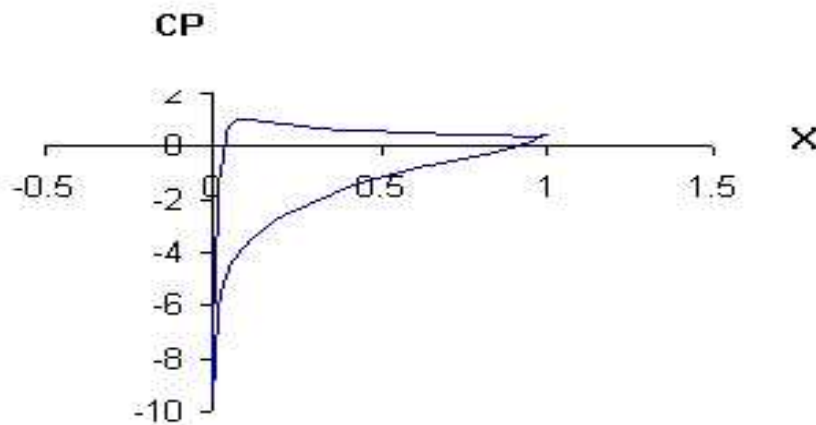


Figure IV.14 : distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 16°

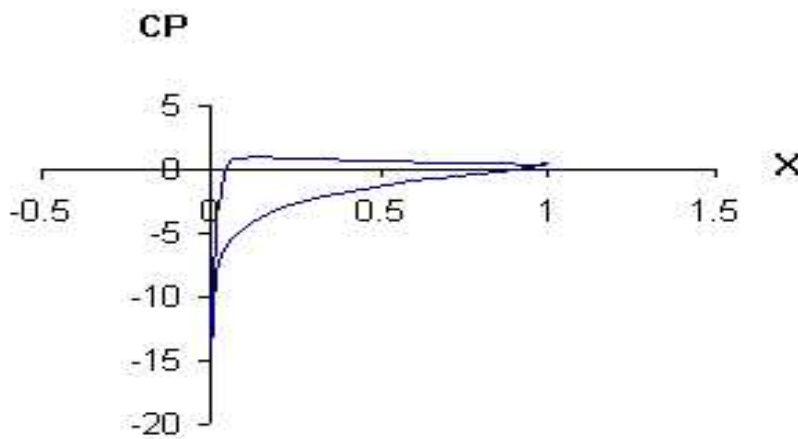


Figure IV.15 : distribution numérique du coefficient de pression pour l'incidence 20°

IV.7.1.2/COURBE DE COEFFICIENT DE PORTANCE, TRAINÉE, MOMENT):

r	c_d	c_l	c_m
0°	1.5415371E-03	0.5020661	-0.2287433
8°	0.1986167	1.448639	-0.4837427
16°	0.6301394	2.244880	-0.7168242
20°	0.9106911	2.553348	-0.8193969

A/Courbes de coefficient de portance $c_l=f(\alpha)$:

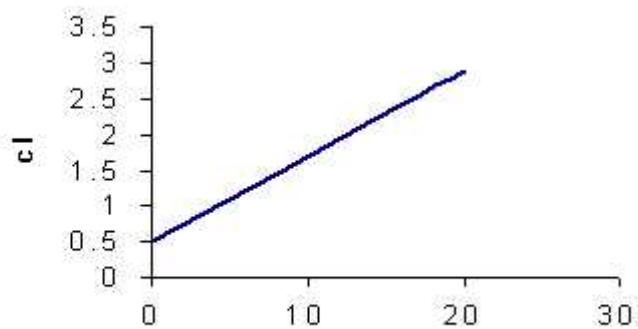


Figure IV.16 : Evolution numérique du coefficient de portance en fonction des incidences

B/Courbes de coefficient de traînée $c_d=f(\alpha)$:

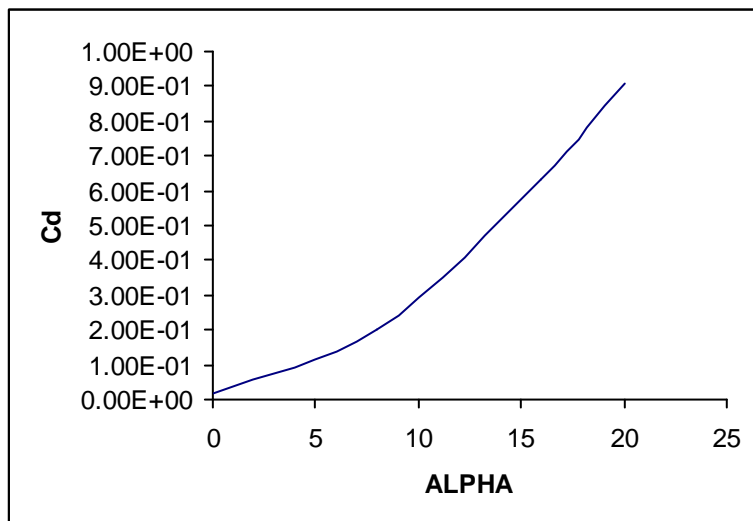


Figure IV.17. : Evolution numérique du coefficient de traînée en fonction des incidences

C/Courbes de coefficient de moment $c_m=f(\alpha)$:

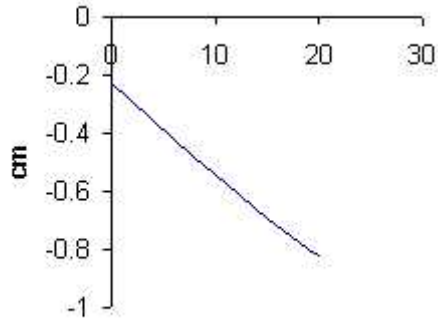


Figure IV.18. : Evolution numérique du coefficient de moment en fonction des incidences

IV.7.1.3 Courbes de la polaire $c_l=f(C_d)$:

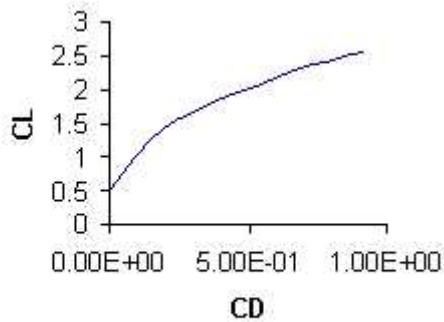


Figure IV.19. : Polaire numérique du profil NACA 4415

IV.7.1.4 Courbes de Discrétisation $Y=f(x)$:



Figure IV.20. Discrétisation d'un profil NACA 4415

IV.7.3. Discussion des résultats numériques :

IV.7.3. 1. Influence des incidences sur les contours de pression :

Les Figures (IV.1-2-3-4) représente une comparaison numérique de C_p pour toutes les incidences (0° , 8° , 16° , 20°)

Le niveau de la pression augmente avec l'augmentation de l'angle d'incidence.

Les graphes (IV.1-2-3-4) donne la distribution numérique du coefficient de pression pour chaque incidence

Les valeurs de C_p pour l'extrados sont toutes négatives, par contre les valeurs de C_p pour l'intrados sont positives.

La valeur absolue du C_p min augmente avec l'augmentation de l'incidence.

Lorsque l'incidence augmente la surface entre l'intrados l'extrados augmente ce qui entraîne l'augmentation de la portance.

L'augmentation de l'incidence permet de différencier les pressions à l'intrados et l'extrados. Sur l'extrados, la vitesse tangentielle augmente par rapport à la vitesse normale sous incidence nulle, donc, la pression diminue par rapport au profil sous incidence nulle.

À l'inverse, l'intrados voit sa vitesse tangentielle diminuer par rapport à précédemment, du fait de l'augmentation de l'obstacle que produit l'aile à l'écoulement venant de l'infini. D'où, augmentation de la pression par rapport au profil sous incidence nulle.

Le point d'arrêt est toujours le bord d'attaque, et la pression tend donc toujours vers 1 à ce niveau.

IV.7.3. 2. Influence des incidences sur les contours de portance :

A partir de la courbe de c_l en fonction de l'angle d'attaque α , on remarque que :

- lorsque l'angle d'attaque a atteint 0° on obtient déjà un coefficient de portance positif, donc une portance (Figure III.5).
- entre 0° et 20° pour le NACA 4415 la courbe est sensiblement une droite, ce qui signifie qu'il y a une augmentation uniforme de la portance avec l'augmentation de l'angle d'incidence.
- On remarque que le profil NACA 4415 possède un angle de décrochage plus élevé et un plus grand coefficient de portance.

IV.7.3. 3. Influence des incidences sur les contours de traînée :

- Ce courbe $C_d=f(\alpha)$ possèdent approximativement la forme d'une demi parabole pour les incidences comprises entre 0° et 20° .
- Elles ne coupent pas l'axe des α : en effet, quelle que soit l'incidence de l'aile, on ne pourra jamais annuler la traînée.
- L'augmentation de la courbe à partir de C_x min est lente jusqu'à environ $+8^\circ$ (Figure IV.6), puis elle devient de plus en plus accentuée.

IV.7.3. 4. Influence des incidences sur les contours de moment :

Le graphe illustré par la Figure IV.7 montre l'évolution numérique du coefficient de moment à des incidences différentes (0° , 8° , 16° , 20°).

Remarquons d'abord que la variation du coefficient de moment est proportionnelle à celle de l'angle d'attaque il diminue proportionnellement avec l'augmentation de la valeur de l'angle d'attaque (figure IV.7) aussi que :

IV.7.3.5. Allure de courbe de polaire :

On appelle polaire la courbe donnant les variations du coefficient de portance C_l en fonction de celui de traînée C_d c'est-à-dire $C_l = f(C_d)$.

Cette représentation graphique (fig. VI.8), (fig. VI.8) résume en une seule courbe les deux courbes vues précédemment : $C_l = f(\alpha)$ et $C_d = f(\alpha)$.

Le point de portance nulle, situé à l'intersection de la polaire et de l'axe des C_d donne la valeur de l'angle d'incidence pour lequel $C_d = 0$. Cet angle est presque toujours négatif mais peut cependant pour certains profils atteindre des valeurs positives élevées.

Le point de traînée minimum, pour lequel la tangente à la polaire est perpendiculaire à l'axe des C_d . Une aile calée à cette incidence permet d'obtenir la plus grande vitesse en trajectoire horizontale. (utilisé pour obtenir la vitesse maximum)

Le point de portance maximum E pour lequel la tangente à la polaire est parallèle à l'axe de C_d . Ce point détermine la valeur de l'angle d'incidence permettant une portance maximum qui pour une vitesse donnée, permet d'emporter la charge maximum

IV.7.3.6. Allure de courbe de Discrétisation :

Le graphe désigne le tracé de profil à partir des points $x(i), y(i)$

(Figure IV.14)

Pour Afin de vérifier l'exactitude des tracés de profils que nous avons obtenu, nous avons comparé nos résultats avec les profils théoriques

le NACA4415 on a un profil cambre

IV.8.CONCLUSION :

La méthode des panneaux donne des bons résultats, si on garde en mémoire qu'elle est appliquée à des fluides parfaits, nombre de mach faible et des incidences faibles. Parmi les méthodes les plus simples à calculer, il y a celle que nous avons étudiée Méthode de Hess et Smith

Par contre, du fait même de ces limitations, il sera impossible d'étudier des profils dans des écoulements à forte viscosité, turbulents et sous forte incidence, ce qui nous laisse de nombreuses zones d'ombres dans l'étude d'une aile.

Néanmoins, il est possible d'apporter des coefficients correcteurs aux résultats, par exemple pour tenir compte de la couche limite, dans certaines méthodes, ce qui rapprochera encore les résultats numériques de la réalité.

- Certaines méthodes de panneaux ne permettent pas non plus la simulation tridimensionnelle. C'est le cas de notre méthode de Hess et Smith . De toutes les méthodes, celle qui a été l'objet de notre étude n'est donc pas à utilisée dans l'étude complète d'une aile.

On peut dire pour finir que ça méthodes ne nécessite pas l'utilisation d'un nombre important de panneaux, et donc pas la résolution d'un système linéaire de très grande taille. Les calculs sont donc peu importants, ce qui rend cette méthode intéressante dans un but de design, afin de gagner du temps de conception.

CONCLUSION GENERALE

L'étude des singularités élémentaires ont une grande importance ce sont la base de l'étude de n'importe quel écoulement fluide et pour chaque singularité a ses caractéristiques.

Les cinq méthodes de panneaux donnent de bons résultats, si on garde en mémoire qu'elles sont appliquées à des fluides parfaits, pour des incidences faibles. Parmi les méthodes les plus simples à calculer, il y a celle que nous avons étudiée : répartition de tourbillons par formulation de ligne de courant, ou encore celle du doublet linéaire.

Par contre, du fait même de ces limitations, il sera impossible d'étudier des profils dans des écoulement à forte viscosité, turbulents et sous forte incidence, ce qui nous laisse de nombreuses zones d'ombres dans l'étude d'une aile.

Néanmoins, il est possible d'apporter des coefficients correcteurs aux résultats, par exemple pour tenir compte de la couche limite, dans certaines méthodes, ce qui rapprochera encore les résultats numériques de la réalité.

Certaines méthodes de panneaux ne permettent pas non plus la simulation tridimensionnelle. C'est le cas de notre méthode par tourbillons et ligne de courant. De toutes les méthodes, celle qui a été l'objet de notre étude n'est donc pas à utilisée dans l'étude complète d'une aile.

On peut dire pour finir que ces méthodes ne nécessitent pas l'utilisation d'un nombre important de panneaux, et donc pas la résolution d'un système linéaire de très grande taille. Les calculs sont donc peu importants, ce qui rend cette méthode intéressante dans un but de design, afin de gagner du temps de conception.

De ce point de vue, notre méthode, ainsi que celle du doublet sont encore de loin les meilleures (à comparer avec Hess et Smith) .

