

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la
Recherche Scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar d'El-Oued

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

Mémoire de fin d'étude

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie mécanique

Spécialité : Énergétique

Thème

Etude numérique du mouvement d'un vortex derrière
un aéronef

Devant le jury composé de :

.....
.....
.....

M^{me}. BERKANE Houda

Président
Examinateur
Examinateur
Encadreur

Présenté par :

-FOUROU Abdallah
- KADI Mohammed Tahar
- NEFTIA Abdelmadjid

2019-2020

Remerciements

Nous remercions en premier lieu, Dieu tout puissant de nous avoir aidés. Ce travail n'aurait pas abouti sans sa miséricorde et sa bénédiction, et nous l'implorons afin que notre travail soit couronné de succès.

Nous tenons à remercier M^{me} Houđa BERKANE, pour son encadrement efficace et les nombreux conseils qu'il a pu nous donner durant toute la réalisation de ce mémoire. Grace a lui, ce travail a pris toute sa consistance scientifique.

Nous exprimons notre profonde gratitude au membre de jurys qui nous ont fait l'honneur de présider et d'examiner le travail de ce mémoire.

LISTE DES FIGURES

Figure	Intitulé	Page
I.1	Classification des fluides	
I.2	Déformation résultante de l'application d'une force tangentielle	
I.3	Viscosité en fonction de la température	
I.4	Effet d'une onde de choc droite stationnaire	
I.5	structure de la couche limite	
I.6	Le décrochage de la couche limite	
I.7	Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=0.1$	
I.8	Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=0.7$	
I.9	Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=10^7$	
I.10	Progression de l'onde de choc en fonction du nombre de Mach	
I.11	profil NACA0012	
I.12	Caractéristiques géométriques d'un profil	
I.13	Distribution des forces sur un profil d'aile	
I.14	Courbes de portance et de traînée en fonction de l'angle d'attaque pour unprofil NACA 0012 $Re = 10^6$	
I.15	Ecoulement autour d'un profile symétrique	
I.16	Sillage tourbillonnaire de Von Karman	
I.17	Points remarquables de la polaire	
II.1	Profil symétrique engendré par une distribution continue de sources et de puits	
II.2	Première approximation de la théorie des profils minces $v_x \cong U_\infty$	
II.3	Deuxième approximation de la théorie des profils minces 'évaluation de v_y sur l'axe x	
II.4	Variation de l'angle effectif généré par la Vitesse induite au niveau du profil d'un élément	
II.5	Vitesse induite en un point pour un filament tourbillonnaire	
II.6	Illustration de théorème de Helmholtz	
II.7	Substitution de l'aile finie par le tourbillon lié	

II.8	Distribution de la vitesse induite le long de la direction y : cas d'un seul tourbillon en fer a cheval	
II.9	Superposition des tourbillons en fer a cheval le long de la ligne portante	
II.10	Remplacement des tourbillons en fer a cheval par une distribution continue de la circulation	
IV.1	visualisations d'écoulement turbulent	
IV.2	Description d'un paramètre de la turbulence Moyenne \bar{u} , fluctuation u'	
V.1	Le processus de création de la géométrie dans le GAMBIT	
V.2	Forma des coordonnées qui peuvent être lus dans le GAMBIT	
V.3	Processus d'importation des coordonnées dans le GAMBIT	
V.4	Géométrie du profil importé	
V.5	Fenêtres création des points du domaine	
V.6	Points des frontières du domaine	
V.7	Fenêtres création des lignes du domaine	
V.8	Lignes des frontières du domaine	
V.9	Fenêtres du maillage des lignes et des faces	
V.10	Représentation du maillage	
V.11	Représentation du maillage de la couche limite	
V.12	Fenêtre des conditions aux limites	
V.13	Processus d'exportation d'un maillage produit par GAMBIT	
V.14	Aile ONERA M6	
V.15	Géométrie du profile NACA0012 (plan XZ)	
V.16	Lignes de la géométrie 3D	
V.17	Géométrie du profile 3D	
V.18	Frontière du domaine 3D	
V.19	Représentation générale du maillage	
V.20	Représentation du millage du profile 3D	
V.21	Volumes de contrôle utilisés pour illustrer la discrétisation	
V.22	Evolution des résidus	
VI.1	Effets du maillage sur les coefficients C_D et C_L	
VI.2	Contour de pression statique ($M=0.6$, $\alpha=0^\circ$)	
VI.3	Contourde nombre de mach ($M=0.6$, $\alpha=0^\circ$)	

VI.4	Contour de pression statique ($M=0.6, \alpha=6^\circ$)	
VI.5	Contour de nombre de mach ($M=0.6, \alpha=6^\circ$)	
VI.6	Contour de pression statique ($M=0.6, \alpha=12^\circ$)	
VI.7	Contour de nombre de mach ($M=0.6, \alpha=12^\circ$)	
VI.8	Contour de pression statique ($M=0.6, \alpha=18^\circ$)	
VI.9	Contour de nombre de mach ($M=0.6, \alpha=18^\circ$)	
VI.10	Evolution du coefficient de pression autour du profil à différents angles d'incidence (incidences $0^\circ, 6^\circ, 12^\circ, 18^\circ$) pour ($M=0.6$)	
VI.11	Variation de coefficient de portance en fonction de l'incidence $\alpha, (M=0.6)$	
VI.12	Variation de coefficient de trainée en fonction de l'incidence $\alpha, (M=0.6)$	
VI.13	Courbe de la polaire ($M=0.6$)	
VI.14	Contour de pression statique ($M=0.8, \alpha=0^\circ$)	
VI.15	Contour de nombre de mach ($M=0.8, \alpha=0^\circ$)	
VI.16	Contour de pression statique ($M=0.8, \alpha=4^\circ$)	
VI.17	Contour de nombre de mach ($M=0.8, \alpha=4^\circ$)	
VI.18	Contour de pression statique ($M=0.8, \alpha=6^\circ$)	
VI.19	Contour de nombre de mach ($M=0.8, \alpha=6^\circ$)	
VI.20	Evolution du coefficient de pression autour du profil à différents angles d'incidence (incidences $0^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$) pour $M=0.8$	
VI.21	Variation de coefficient de portance en fonction de l'incidence $\alpha, (M=0.8)$.	
VI.22	Variation de coefficient de trainée en fonction de l'incidence $\alpha, (M=0.8)$	
VI.23	Courbe de la polaire ($M=0.8$)	

Nomenclature

Nombres Adimensionnelles :

- C_p : coefficient de pression
 C_D : coefficient de trainé
 C_L : coefficient de portance
 M : nombre de Mach
 M_∞ : nombre de Mach d'un écoulement parallèle et homogène
 Re : nombre de Reynolds
 C_d : coefficient de trainée induite.
 $C_{D,i}$: coefficient de trainée induite
 D_i' : La trainée induite
 P_{rT} : Le nombre de Prandtl turbulent.

- a : Vitesse de son (m/s).
 C_p : chaleur spécifique à pression constant (J/kg. k).
 C_v : chaleur spécifique à volume constant (J/kg. k).
 \vec{F} : forces totales appliquées au fluide(Kg. m/s²).
 g : L'intensité de pesanteur qui vaut 9,81 (N/kg).
 P : Pression (Pas).
 r : Constante des gaz parfait.
 D : Force de traînée (N).
 L : Force de portance (N).
 T : Température du fluide à l'infini(K).
 S : Surface de l'objet faisant face au fluide en déplacement (m²)
 ρ : La masse volumique du fluide (kg/m³).
 S_ϕ : Terme source.
 U_∞ : vitesse parallèle à l'infini (m/s).
 u : composante axiale du vecteur vitesse(m/s).
 v : composante verticale du vecteur vitesse(m/s).
 x, y : les coordonnées cartésiennes.
 W : la vitesse induite(m/s).

K :	l'énergie cinétique de turbulence (m^2/s^2).
\bar{S} :	tenseur des vitesses de déformation.
\vec{n} :	Vecteur unitaire normale a l'élément de surface.

Symboles Grecque :

α :	angle d'incidence ($^\circ$).	
γ :	coefficient de dilatation cubique à pression constante	
μ :	viscosité dynamique($N. s/m^2$).	*
ρ :	masse volumique(kg/s^2).	
τ :	contrainte de cisaillement (N/m^2).	
ν :	viscosité cinématique (m^2/s).	
α_i :	angle d'attaque induit($^\circ$).	
α_{eff} :	angle d'attaque effective($^\circ$).	
Γ :	circulation du vecteur vitesse du fluide.	
Ψ :	fonction de courant.	
ξ :	longueur (m).	
τ_{ij} :	le tenseur des contraintes visqueuses.	
δ_{ij} :	le symbole de Kronecker.	
μ_T :	viscosité tourbillonnaire($N. s/m^2$).	
ε :	taux de dissipation de l'énergie cinétique.	
Φ :	variable intervenant dans l'équation de transport.	

Introduction

L'aérodynamique est l'une des branches de la mécanique des fluides. Elle est plus spécialement réservée aux études de l'écoulement de l'air, surtout autour d'une aile d'avion ou autour d'un profil d'aile bien que ses applications deviennent de plus en plus étendues (génie civil, turbomachines...).

Lorsqu'on aborde le domaine de l'aérodynamique et de la mécanique en général, un nombre devient vite incontournable : c'est le nombre de Reynolds (noté Re), qui caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les effets de la viscosité moléculaire. Ce nombre peut varier de manière très importante suivant le type d'écoulement étudié. Ainsi, dans le cas d'un avion de transport civil en vol de croisière, le nombre de Reynolds sera de l'ordre de 10^8 , tandis qu'il est de l'ordre de 1000 dans le cas de l'écoulement du sang dans une artère. Au dessus d'un certain nombre de Reynolds critique (nombre de Reynolds de transition), l'écoulement n'a plus le caractère laminaire, du fait de la présence de fluctuations et l'écoulement devient alors turbulent.

De nombreux écoulements observés dans la nature et dans le domaine aéronautique sont turbulents et ne possèdent pas les propriétés du régime laminaire et sont, par conséquent, le siège d'instabilités conduisant au régime turbulent. La turbulence a la particularité de ne pas être une propriété du fluide, mais un régime d'écoulement. Cet état d'écoulement, fortement rationnel, apparaît lorsque le nombre de Reynolds correspondant est grand et se manifeste par le caractère aléatoire ou fluctuations spatiales et temporelles des grandeurs (pression, vitesse, masse volumique et énergie) et par la forte tridimensionnalité du champ de vitesse instantané, même pour un champ bidimensionnel en moyenne.

L'aérodynamique des fluides compressibles est l'une des branches de la dynamique des fluides qui porte sur l'étude et l'analyse de leurs effets sur les écoulements d'air par exemple, ainsi que sur les corps solides qu'ils entourent. La dynamique des fluides dans ce domaine vise à optimiser les conceptions des formes des profils de hautes performances aérodynamiques dans le domaine de l'aéronautique, dans les turbomachines etc....

En générale, le comportement physique des écoulements de fluides compressibles est très complexe par rapport aux écoulements incompressibles. Ces écoulements peuvent se rapporter aussi bien aux fluides visqueux qu'aux fluides non visqueux. L'écoulement compressible non visqueux est étudié par l'utilisation des équations de potentiel ou d'Euler,

par contre les écoulements compressibles visqueux sont résolus par les équations de Navier Stokes.

La création de l'onde de choc dans les écoulements compressibles correspondant à une certaine valeur du nombre de Mach et elle exige une attention spéciale dans le choix de la méthode numérique qui converge vers une meilleure solution. L'aérodynamique compressible se subdivise en aérodynamique subsonique à Mach compris entre 0.2 et 0.6, transsonique à Mach compris entre 0.7 et 1.2, supersonique à Mach entre 1.2 et 5 et hypersonique au-delà de la valeur de 5.

La connaissance précise des phénomènes physiques liés à l'écoulement, intervenant à l'intérieur ou autour d'un élément donné, est nécessaire à l'industriel qui veut concevoir ou dimensionner cet élément (aile d'avion, aube d'une turbine, nacelle, etc.). L'étape préliminaire lors de la conception d'une aile d'avion par exemple, repose sur les tests en soufflerie, or ceux-ci sont coûteux et exigent beaucoup de temps. Bien que ces expériences soient dans la plupart des cas indispensables à la compréhension des phénomènes physiques, la recherche scientifique moderne et l'ingénierie s'appuient de plus en plus sur dissimulations numériques pour prédire le comportement des phénomènes physiques.

La simulation numérique demeure un moyen abordable du point de vue coût et permet de manière relativement simple et rapide de multiplier les cas de calculs. Aussi, les simulations numériques sont présentes dans toutes les phases de conception, constituant ainsi un complément à l'exploration expérimentale.

L'objectif principal de notre travail est le calcul d'écoulements compressibles autour d'un profil NACA0012 en régime stationnaire sous FLUENT d'une part, et l'initiation à un logiciel de simulation très utilisé dans le secteur industriel : FLUEN, d'autre part. Ce qui va nous permettre d'approfondir nos connaissances des méthodes de simulation d'un fluide.

Ce travail rentre dans le cadre d'un mémoire de Master, dont le plan se compose en six chapitres et une conclusion :

Le premier chapitre est une introduction générale sur les définitions et les propriétés physiques des fluides, caractéristiques (géométriques, aérodynamiques) et désignation d'un profil d'aile d'avion, ainsi que la structure de l'écoulement autour de profile.

Le second chapitre décrit l'aérodynamique des profils symétriques, On y présente un rappel des méthodes 2-D de traitement des écoulements, (Méthode des Singularités, Méthode des Profils minces)

Le chapitre trois définit le Comportement des profils symétriques en écoulement compressible (2-D et 3-D), en faisant Rappels sur les écoulements compressible set en exposant les équations mathématiques (champs des vitesses et des pressions).

Le quatrième décrit la formulation mathématique du problème physique. En présentant les équations régissant l'écoulement turbulent d'un fluide compressible autour d'un profil d'aile, Le modèle $k - \varepsilon$ est choisi comme modèle de fermeture pour les équations de Navier-stocks moyennes

Le chapitre Cinque expose les principales étapes suivie pour la création de la géométrie 2D et 3D, ainsi celle pour le maillage et la résolution par le code FUENT.

Le dernier chapitre présenté les résultats obtenus suivie d'une discussion pour chaque cas.

En fin une conclusion générale de cette étude.

L'étude bibliographique

L'étude bibliographique proposée ici a pour objet d'élargir nos connaissances dans ce domaines de présenter et les travaux concernant les écoulements autour des profile, plus particulièrement les écoulements compressible et turbulent autour des profiles NACA 0012. Nous avons fait une lecture des autres auteurs qui se résumant comme suit :

- Mme **DJOUIMAASihem** [1] a Simulé un écoulement du fluide compressible transsonique entre deux aubes similaires à celles d'une turbine à gaz. Des simulations ont été effectuées sur un maillage quadratique irrégulier dans le cas bidimensionnel et hexaédrique irrégulier dans le cas tridimensionnel avec le Logiciel "FLUENT" qui résout les équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. Son travail porte sur l'étude de distribution de pression et de l'étude de la couche limite autour de l'aube.
- Melle **MERABET Amel** [2] a fait une analyse des caractéristiques aérodynamiques d'une aile d'avion de différents profile sous l'effet de vitesse subsonique, elle a représentée les caractéristiques aérodynamiques des ailes d'avions de différentes formes dans une soufflerie subsonique. Les essais expérimentaux lui en permis de faire une comparaison entre les caractéristiques aérodynamiques d'une aile d'avion de forme rectangulaire, elliptique et trapézoïdale fournies par la théorie de la ligne portante de Prandtl et celle données par les essais dans une soufflerie à vitesse subsonique. Ces résultats montrent aussi qu'en régime subsonique les caractéristiques aérodynamiques de l'aile ne sont pas influencées par les différentes formes géométriques considérées.
- Mr **BEKKA Nadir** [17] a simulé numériquement les écoulements turbulents en utilisant différents modèles de turbulence, Trois cas tests d'écoulements ont été étudiés en détail. Le premier cas test concerne l'aérodynamique transsonique appliquée aux avions dont la vitesse avoisinant la vitesse du son, ou l'objectif principal, été de simuler le phénomène d'interaction onde de choc-couche limite. L'analyse a été faite en étudiant l'écoulement turbulent autour des géométries des profils d'ailes (2D) et des ailes (3D) de type NACA0012. Le deuxième cas test été

consacré à l'aérodynamique de faible nombre de Mach et à bas nombre de Reynolds. L'objectif été d'améliorer les performances et les caractéristiques aérodynamiques La simulation numérique a été faite d'une manière détaillée pour un profil NACA0012 en bidimensionnel (2D), puis en tridimensionnel (3D). Le dernier cas test, porte sur la simulation numérique d'un sillage courbé soumis à un gradient de pression.

- Mr **CHERRAD Adel-Eddine**[3] a étudié l'écoulement transsonique autour d'un obstacle afin d'estimer, par la méthode des volumes finis, l'écoulement stationnaire d'un fluide parfait non visqueux et irrotationnel transsonique bidimensionnel autour d'un profil d'aile d'avion pour détecter la position de l'onde de choc sur ce profil, deux type de profile on été le sujet de l'étude, le NACA 0012 et le RAE2822.La simulation numérique a été menée à l'aide du code de calcul " FLUENT " Version6.3.26.
- Sur un profil NACA0012 **Douvi C. Eleni, Tsavalos I. Athanasios and Margaris P. Dionissios**[21]on simuler l'évaluation des modèles de la turbulence ils on mener une simulation numérique d'un écoulement laminaire autour d'un profile NACA 0012, l'analyse d'un écoulement subsonique 2D pour des angles d'attaque variable et fonctionnant à un nombre de Reynolds $3 \cdot 10^6$ est présenté.. Le débit a été obtenu en résolvant l'état stationnaire régissant équations de conservation de la continuité et de l'élan combinés avec l'un des trois modèles de turbulence [Spalart-Allmaras. Réalisable transports $k-\varepsilon$ et $k-\omega$]. Le but de ce travail était de montrer le comportement de l'aile dans ces conditions et à établir une méthode de solution vérifiée, Les calculs ont été effectués pour la vitesse d'air constante.
- Une étude du comportement d'un écoulement turbulent autour d'un profil d'aile NACA23012 a été menée sur deux plans, expérimental et numérique par **Mr,BOUREKBA Fatih** [4],après avoir compléter l'aspect expérimental, une simulation numérique de l'écoulement est réalisée par le logiciel commercial Fluent. L'effet de la turbulence a été pris en compte en utilisant le modèle statistique du premier ordre à deux équations SST ($k-\omega$).il a conclu que la comparaison des résultats de calcul à ceux obtenus par mesures est globalement satisfaisante sauf aux forts angles d'inclinaison du profil ($\alpha=15^\circ$) ; où les résultats expérimentaux s'écartent de ceux obtenus par calcul. A ces incidences, où l'écoulement commence à décoller et

l'effet de l'instabilité de l'écoulement prédomine ce qui suggère d'effectuer des calculs, par la suite, en considérant son caractère in stationnaire.

- Une analyse physique par simulation numérique et modélisation des écoulements décollés in stationnaire autour des surface portante a été mener par Mr **HOARAU Yannick** [22], son se focalise sure l'identification des mécanismes de transitions 3Dainsi que sure la structure de la mise en place de la turbulence, il a étudié aussi les écoulements turbulents in stationnaire a grand nombre de Reynolds et a forte incidence en utilisant la méthode de macro simulation (Organisededdy simulation), basée sure la résolution des équations de Navier-Stockes en moyenne de phase.
- Sur un profil NACA0012, **Ahmed Ezzarfi**[23] étudie la couche limite, le champ de vitesse, la distribution du coefficient de pression C_p , et les isothermes. Les résultats obtenus montrent que le code de calcul représente qualitativement avec une bonne approximation de l'écoulement et le transfert de chaleur turbulents autour du profil NACA0012.
- **BOUHELAL Abdelhamid** [29] a étudié numériquement l'écoulement potentiel, bidimensionnel et stationnaire autour d'un obstacle mince profilé pour les différents types d'écoulements dans un intervalle de nombre de Mach : $0 < M < 3$, il c'est intéressé a la distribution de la perturbation autour de profil dans chaque cas de l'écoulement. L'étude lui a permis aussi de voir l'influence du nombre de Mach sur la perturbation. Il a conclu que l'augmentation de ce dernier nombre augmente l'intensité de perturbation produit par le profil. Cette augmentation de perturbation produit l'augmentation de la vitesse de l'écoulement.
- Pour contrôle le décollement d'un écoulement autour d'une aile d'avion et pour éviter les bruis étales frottements générés sur la surface de l'aile, une étude d'un écoulement transsonique autour de profil d'aile par **D. You et P. Moin** [24], utilisé un maillage non structuré par la méthode (LES), pour prédire le décollement turbulent sur une aile et son contrôle par des jets synthétiques, afin de comprendre ce mécanisme. Pour cela il a exécuté une simulation à grande échelle et a évalué l'efficacité de jets synthétiques comme une technique de contrôle.

- Une étude numérique des écoulements transsoniques gouvernés par l'équation complète du potentiel, écrite sous forme conservative, et modifiée en introduisant le terme de viscosité artificielle, est présentée par **Chekired Omar**[19], Le code élaboré en fortran, a permis la capture de l'onde de choc et a défini la frontière entrées zones subsonique et supersonique. Deux profils NACA0012 et NACA0015 et profil supercritique ont été étudiés.
- Une étude numérique de la séparation de la couche limite turbulente incompressible autour d'un profil symétrique de type NACA avec un modèle a deux équations de transport k- ϵ , est présentée par **SAADI Mohamed chérif** [18]. La simulation numérique est obtenue en utilisant le logiciel Gambit d'une part, et d'autre part le code « Fluent » qui résout le problème modélisé. Son objectif été d'étudier les effets sur la séparation de la couche limite engendrés par les paramètres tels que l'angle d'attaque, l'épaisseur du profil ainsi que le nombre de Mach pour différents profils NACA symétriques. Pour un profil symétrique NACA0012 1, les résultats montrent qu'en augmentant l'angle d'attaque, la séparation est bien perçue à des angles d'attaque élevés au-delà de 150 pour un nombre de Mach infini $M_\infty = 0,1$, traduit par l'annulation du coefficient de frottement d'une part, et les contours des lignes de courant d'autre part, cette séparation induit une augmentation brusque de traînée et une diminution de portance.
- **WERVAECKE Christelle**[14] a simulée l'écoulement turbulent compressible par une méthode d'éléments finis stabilises, L'objectif de son travail de thèse est de construire un schéma numérique, a la fois robustes peu dissipatif, pour simuler des écoulements compressibles turbulents sur des maillages non structures.
- Une étude des phénomènes hydrodynamiques qui se construisent lorsqu'un écoulement turbulent rencontre un obstacle fixe a été menée par **KORIB Kamel** [28],son travail port principalement sur l'influence d'un obstacle carré placé au fond d'un canal rectangulaire sur le comportement d'un écoulement d'un fluide incompressible stationnaire, bidimensionnel et turbulent, il a constaté que le point de décollement se située sur la première crête de l'obstacle pour les angles 0, 30 , et 45, par contre , il se trouve sur la deuxième arrête de l'obstacle pour l'angle 60. Il a aussi constate que l'intensité de turbulence reste négligeable de l'entrée du canal jusqu'au

partie amont de l'obstacle. La turbulence s'intensifie graduellement le long de l'obstacle.

- un modèle de turbulence Reynolds Stress, RSM, a été utilisé pour fermer les équations de Navier-Stokes moyennées. Le travail réalisé par Mr. **Ioannis K. NOUSIS** [30] consiste à valider le modèle RSM par des calculs stationnaires autour des profils NACA 0012 et RAE 2822. Il a finalement conclu que la fermeture RSM utilisée donne des résultats très satisfaisants par rapport aux données expérimentales. Son point faible est qu'elle ne prévoit pas correctement le point d'apparition du choc si $M \geq 8$.
- **BOUBEKRI Mahmoud** [33] a étudié numériquement l'écoulement incompressible et visqueux, bidimensionnel autour d'un cylindre elliptique. L'écoulement est modélisé par les équations différentielles aux dérivées partielles de conservation de masse et de conservation des quantités de mouvement, en faisant varier le nombre de Reynolds, ses résultats numériques font apparaître quatre régimes d'écoulement différents autour de l'ellipse. Pour Reynolds entre 10 et 40 l'écoulement est stationnaire avec 0-vortex. Pour le nombre de Reynolds entre 50 et 200, l'écoulement est stationnaire avec deux vortex contra-rotatifs dans le sillage dus au décollement de la couche limite. A $Re=210$, l'écoulement devient instable.
- **M. HAFEZ et E. WAHBA, en 2007** [35]: ont étudié par la simulation numérique l'écoulement laminaire transsonique autour d'un profil de type NACA 0012, pour deux cas, le premier l'écoulement est visqueux et bidimensionnel à différents angles d'attaque ($\alpha=0^\circ$, $\alpha=10^\circ$), à différents nombres de Mach ($M=0.8$, $M=0.9$) et pour un nombre fixe de Reynolds (500). Le deuxième cas, l'écoulement est tridimensionnel visqueux et non visqueux à différents angles d'attaque ($\alpha=1^\circ$, $\alpha=3^\circ$), à différents nombres de Mach ($M=0.84$, $M=0.9$) et pour un nombre fixe de Reynolds (1000). Les résultats obtenus ont été comparés à ceux trouvés pour les régimes subsonique et supersonique.
- **D.LIU et AL** [36] : ont étudié numériquement un écoulement visqueux bidimensionnel autour d'un profil d'aile supercritique de type RAE2822 pour différents nombres de Reynolds. La solution est passée sur la résolution de l'équation de Navier -Stokes à deux dimensions avec l'utilisation du modèle de turbulence Spalart - Allmaras (SA). Les résultats des calculs sur l'aile RAE2822 est

comparée avec les résultats expérimentaux de la soufflerie. Les résultats numériques obtenus montrent que l'effet de nombre de Reynolds doit être considéré lors de la conception et l'optimisation des gros porteurs appliqués aux profils aérodynamiques supercritiques.

L'étude bibliographique montre que beaucoup d'auteurs se sont intéressés à l'étude théorique et expérimentale de l'écoulement compressible visqueux sur le profil NACA 0012. Plusieurs régimes selon le nombre de Mach d'écoulement, le nombre de Reynolds et les conditions aux limites ont été analysés.

Suite aux différentes études menées dans le domaine, les écoulements autour des profils sont mieux compris. Pour cela nous avons choisi dans le présent travail, de faire l'effort de contribuer à l'étude numérique de l'écoulement compressible bidimensionnelle et tridimensionnelle autour du profil d'ail NACA 0012.

L'écoulement sur ce profil dépend du nombre de Mach et du nombre de Reynolds, comme il dépend aussi de l'angle d'incidence. Si on fixe le nombre de Reynolds, la variation du nombre de Mach et de l'incidence entraîne plusieurs régimes de l'écoulement. Dans cette étude on s'intéresse à la répartition de la pression statique et le nombre de Mach autour du profil en 2D et 3D pour plusieurs angles d'attaque, le premier cas teste sera pour $M=0.6$, et le deuxième pour $M=0.8$. On se limitera pour le cas 3D à un seul teste avec $M=0.6$, puis on comparera les résultats obtenus avec ceux du premier cas teste 2D.

CHAPITRE I

ÉCOULEMENTS EXTERNES AUTOUR D'UN PROFIL

Introduction:

Le but de ce chapitre est de rappeler les définitions et les propriétés physiques essentielles des fluides et les caractéristiques géométriques et aérodynamiques d'un profil d'aile ainsi que ses différentes désignations et les forces agissant sur le même profil.

I.1 Généralités et définitions

I.1.1 L'aérodynamique

L'aérodynamique (du grec aer =air et dunamis =force) est la science qui a pour objet l'étude des mouvements de l'air autour des corps. En d'autres termes, il s'agit des phénomènes mis en jeu chaque fois qu'il existe un mouvement relatif entre un corps et l'air qui l'entoure. Le corps peut se déplacer dans le fluide immobile (avion en vol) ou être fixe dans le fluide en mouvement (aile d'avion dans une soufflerie) [2].

I.1.2 Objectifs

Le premier objectif de l'aérodynamique est de déterminer les forces et les moments, sur un corps se déplaçant dans un fluide, généralement de l'air, par exemple, la génération de la portance, de la traînée et des moments sur les profils, les ailes d'avion, le fuselage, les nacelles et les hélices. On peut également calculer les forces qui s'exercent sur les pales d'hélicoptère ou sur les éoliennes (machine à vent) à axe horizontal ou à axe vertical. On pourrait aussi s'intéresser, aux détails de l'écoulement dans le sillage d'un corps en mouvement, de l'écoulement associé aux tourbillons libres qui se détachent aux bouts des ailes d'un avion subsonique comme le Boeing 747.

Le second objectif se résume à la détermination des écoulements internes des gaz dans les tuyaux, les moteurs, les turbines, les compresseurs et les ventilateurs. L'aérodynamique doit permettre de calculer et de mesurer les propriétés de l'écoulement dans un propulseur de missiles (ou de fusées), etc. Dans notre thèse, nous nous intéressons à l'aérodynamique des ailes d'avion de différents profils dans le régime de vitesses subsonique [2].

I.1.3 Définition d'un fluide

Un **fluide** est un milieu matériel parfaitement déformable sous l'action d'une contrainte de cisaillement aussi petite qu'elle soit. On regroupe sous cette appellation les gaz qui sont l'exemple des fluides compressibles, et les liquides, qui sont des fluides peu compressibles.

I.1.4 Classification des fluides

Il existe deux classes de fluides : Les fluides Newtoniens et les fluides non Newtoniens. Dans les cas des fluides Newtoniens, il y'a une relation linéaire entre le module ou la norme de la contrainte de cisaillement appliquée et le taux de déformation qui en résulte ; c'est à dire que le coefficient μ est constante. Dans le cas des fluides non Newtoniens, cette relation n'est plus linéaire.

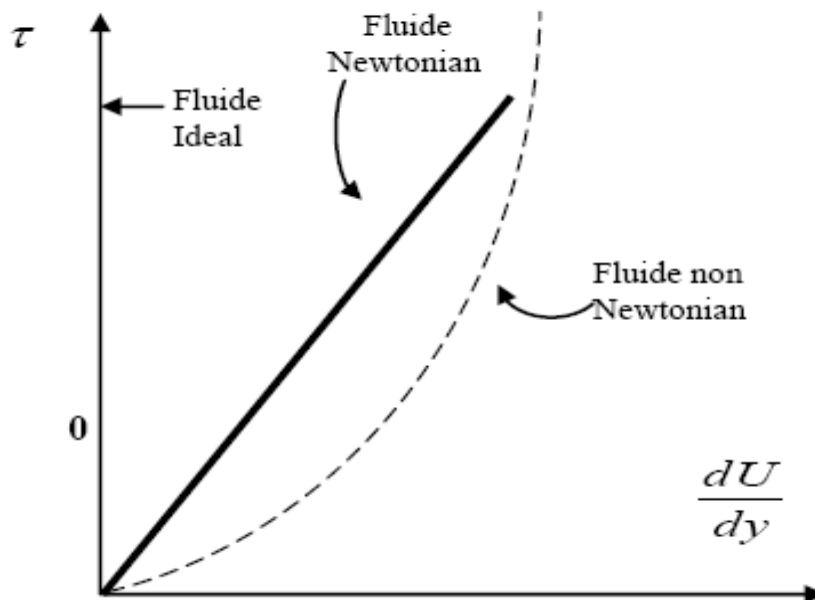


Figure (I.1).Classification des fluides [3].

I.1.5 Généralités sur les fluides en mouvements

L'écoulement est le terme générique qui définit le déplacement de l'air. On distingue trois types d'écoulement.

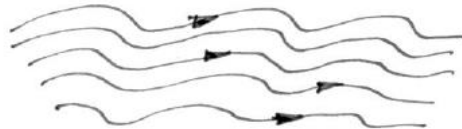
✚ L'écoulement laminaire

Les molécules d'air suivent des trajectoires rectilignes et parallèles entre elles.



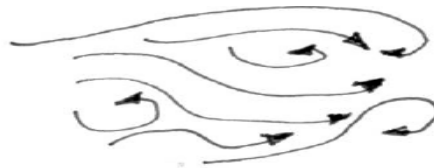
✚ L'écoulement turbulent

Les molécules d'air se déplacent parallèlement, mais les trajectoires ne sont plus rectilignes.



✚ L'écoulement tourbillonnaire

L'ensemble de l'écoulement est très désordonné bien que l'air se déplace globalement dans la même direction. Des particules peuvent remonter le courant et former des tourbillons.



I.1.6 La viscosité

La viscosité est cette propriété du fluide qui lui permet de résister aux contraintes de cisaillement.

Considérons l'expérience qui consiste à placer une substance entre deux plaques séparées par une petite distance e . La plaque inférieure est fixe et la plaque supérieure est soumise à une force \mathbf{F} parallèle à la plaque engendrant une contrainte tangentielle en chaque point de la substance entre ces deux plaques [9].

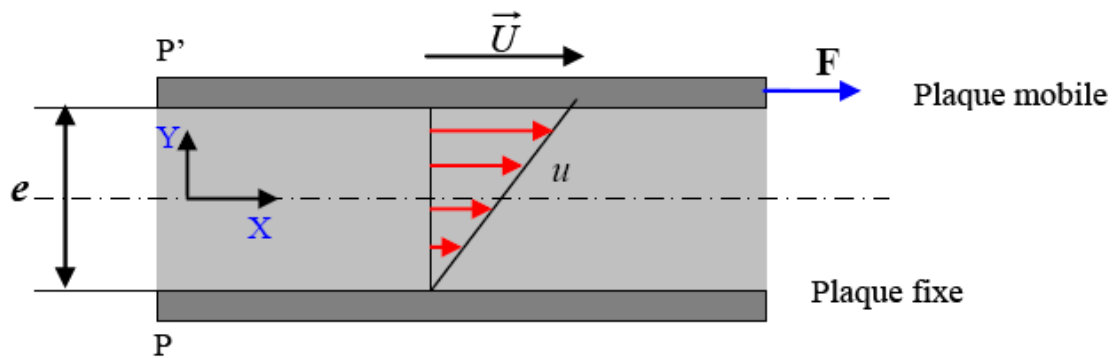


Figure (I.2) : Déformation résultante de l'application d'une force tangentielle [9].

De cette expérience les résultats suivants sont obtenus :

- a. Sous l'action de la force de cisaillement \mathbf{F} , il s'établit dans le fluide un état de mouvement tel que les couches qui se trouvent en contact direct avec les plaques ont la même vitesse qu'elles (adhérence aux plaques), tandis que les couches intermédiaires glissent les unes sur les autres avec la vitesse \mathbf{u} proportionnelle à leur distance y de la plaque fixe.
- b. La force de cisaillement est donnée par :

$$\mathbf{F} = \mu \frac{SU}{e} \text{(I.1)}$$

μ est appelé la viscosité absolue ou viscosité dynamique du fluide.

- c. La contrainte de cisaillement est donnée par :

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu \frac{U}{e} \text{(I.2)}$$

Le rapport $\frac{U}{e}$ est appelé le taux de déformation angulaire du fluide.

D'où on peut écrire (I.2) sous la forme :

$$\tau = \mu \frac{dU}{dy} \text{(I.3)}$$

Cependant, la relation (I.3) n'est pas une loi générale. Les fluides qui obéissent à (I.3) sont dits fluides Newtoniens, l'air et l'eau appartiennent à cette catégorie. Les autres fluides qui ne vérifient pas (I.3) sont dits non Newtoniens. Pour ces fluides la relation entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse a alors une formulation plus complexe.

Il existe ainsi des fluides qui peuvent supporter une contrainte de cisaillement τ_0 avant de commencer à couler. Cette catégorie de fluides est dénommée fluides de **Bingham**, [9].

Pour un tel fluide on a donc :

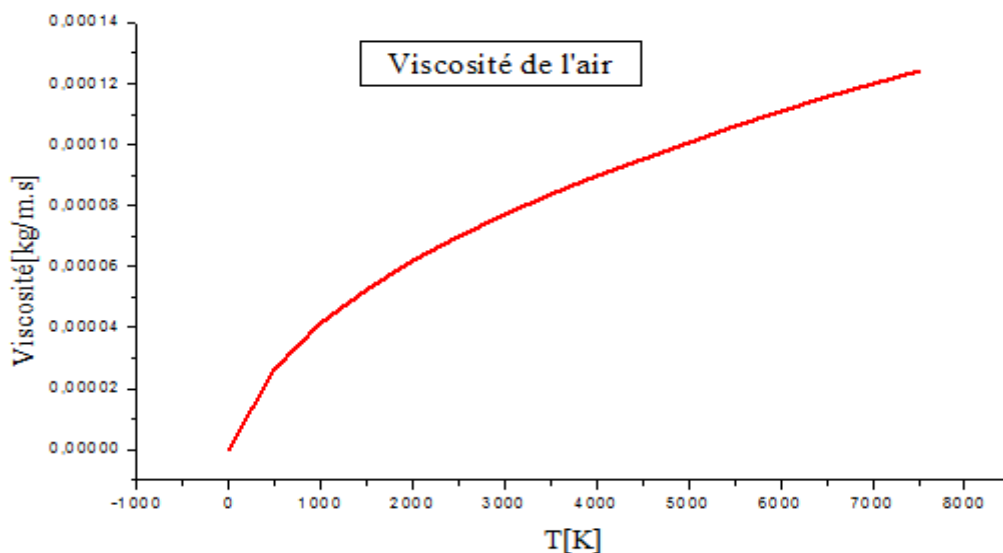
$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{dU}{dy} \quad (I.4)$$

Pour l'air par exemple, la viscosité dynamique μ est une fonction croissante de la température, la loi approchée souvent utilisée est telle que :

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left[\frac{T}{T_0} \right]^{0.76} \quad (I.5)$$

La loi la plus exacte est la loi de **SUTHERLUND** (1893) :

$$\mu = 1.458 \cdot 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{110.4 + T} \quad (I.6)$$



Figure(I.3) : Viscosité en fonction de la température.

I.1.7 Nombre du mach

Le nombre du mach est définies comme étant le rapport entre le vitesse de l'écoulement et la vitesse du son correspondante, dans le cas ou le nombre de mach M est inferieur a l'unité, on dit que l'écoulement est **subsonique**, et dans le cas ou M est supérieur a l'unité, l'écoulement est **supersonique**.

Alors : $M = \frac{V}{a}$ (adimensionnel)

I.1.8 Les ondes de choc:

En écoulement des fluides compressibles supersonique, le mouvement relatif d'un corps donne lieu au phénomène d'onde de choc. Les équations connues des écoulements restent valables tant que les fonctions inconnues restent continues. Cependant il est nécessaire d'envisager l'apparition des discontinuités dans le champ des vitesses du fluide. On dit alors que le fluide subit un choc en ce point lorsque la vitesse est discontinue, en tel point, la densité, la pression et la température sont aussi discontinues.

Le lieu géométrique de ces points en lesquels se produit ce phénomène forme une surface que l'on appelle onde de choc. Les changements de densité, de vitesse, de pression et de température correspondants s'effectuent sur une distance extrêmement courte, de telle sorte que l'onde de choc apparaît comme une discontinuité séparant des écoulements amont et aval continus. [3].

Il existe de nombreuses variétés d'ondes de choc. Les ondes de choc peuvent être perpendiculaires à l'écoulement, on dit alors qu'il s'agit d'**ondes de ou normales**. Elles peuvent être inclinées par rapport à l'écoulement et il s'agit alors d'**ondes de choc obliques**.

L'onde de choc est une surface de discontinuité plane perpendiculaire à l'écoulement séparant une région amont désignée par l'indice 1 d'une région aval d'indice 2. Nous supposons que la discontinuité est stationnaire. La (FigureI.9) montre Effet d'une onde de choc droite stationnaire sur les pressions, densité, température, vitesse et nombre de Mach. L'indice 1 repère les paramètres de l'écoulement en amont du choc. L'indice 2 désigne les paramètres de l'écoulement en aval du choc. [3]

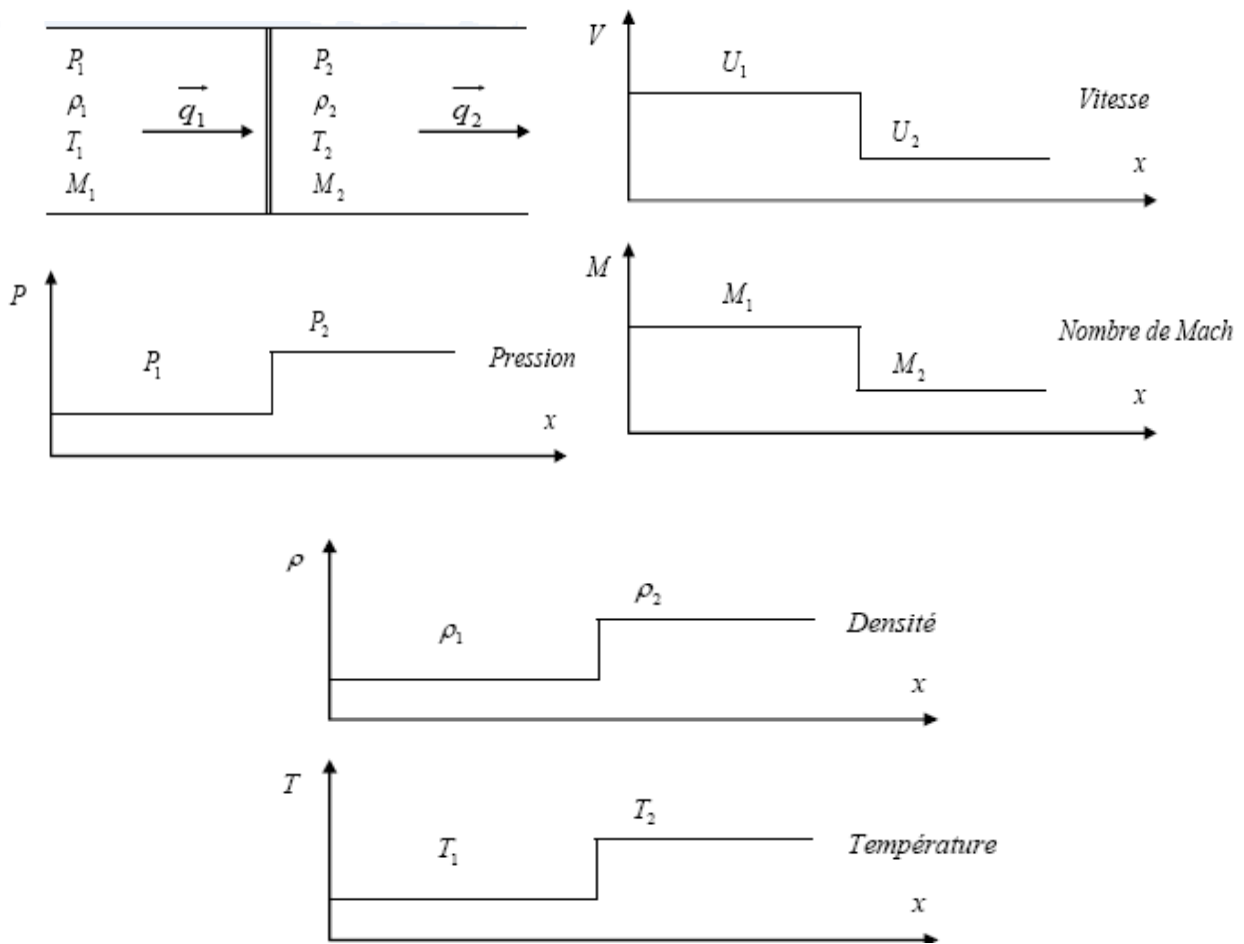


Figure (I.4): Effet d'une onde de choc droite stationnaire [3].

I.2 Structure de l'écoulement autour d'un profil

Pour un objet de forme donnée, les caractéristiques d'un écoulement dépendent de (la taille, orientation, vitesse et les propriétés du fluide). Le paramètre le plus important est le nombre de

Reynolds : $Re = \frac{\rho V l}{\mu}$ et le nombre de **Mach**.

Avec l la longueur caractéristique.

Pour les écoulements externes les effets de l'inertie sont dominants.

I.2.1 La couche limite

La couche limite Fine couche de fluide proche de la paroi, dans laquelle les effets visqueux ne peuvent être négligés autant plus fine que Re est élevé.

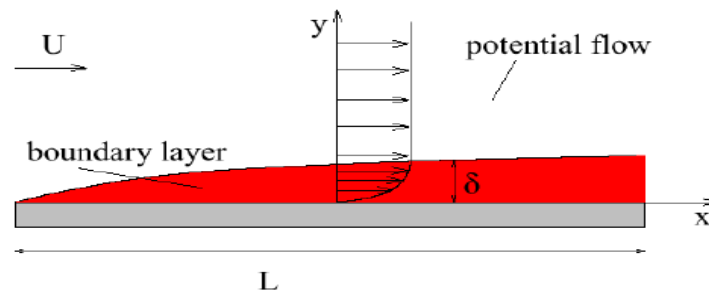


Figure (I.5) : structure de la couche limite [4].

A la paroi, les effets visqueux toujours significatifs, car l'écoulement doit toujours satisfaire les conditions d'adhérence. La couche limite joue un rôle important car elle conditionne directement la résistance de frottement de l'aile.

Cette couche limite peut-être laminaire ou turbulente. Dans la plupart des cas, elle commence par être laminaire sur la surface voisine du bord d'attaque puis devient turbulente à partir d'un point appelé point de transition. Ce point de transition n'a pas une position fixe, aussi existe-t-il, en réalité, une zone de transition dont les limites dépendent, en grande partie, de la turbulence de l'atmosphère. Sous certaines conditions, les filets fluides peuvent se séparer de la paroi et le phénomène du décollement apparaît la paroi [8].

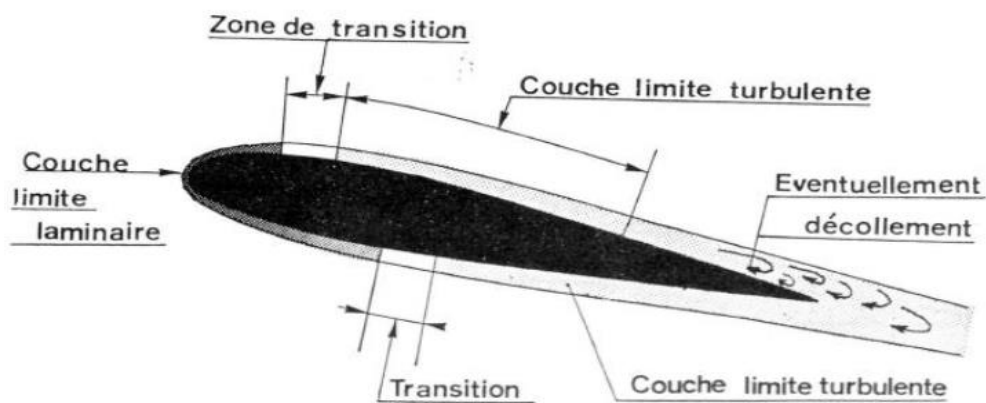
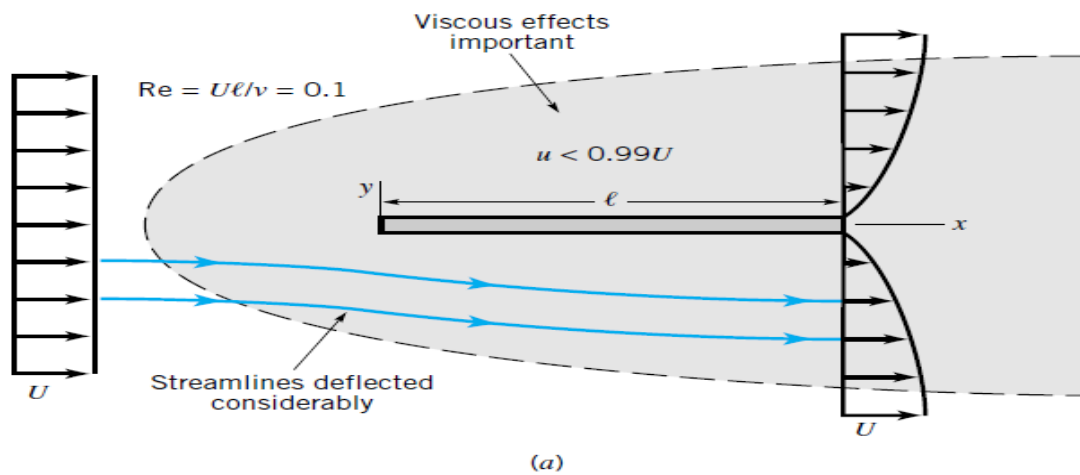


Figure (I.6) : Le décrochage de la couche limite[8].

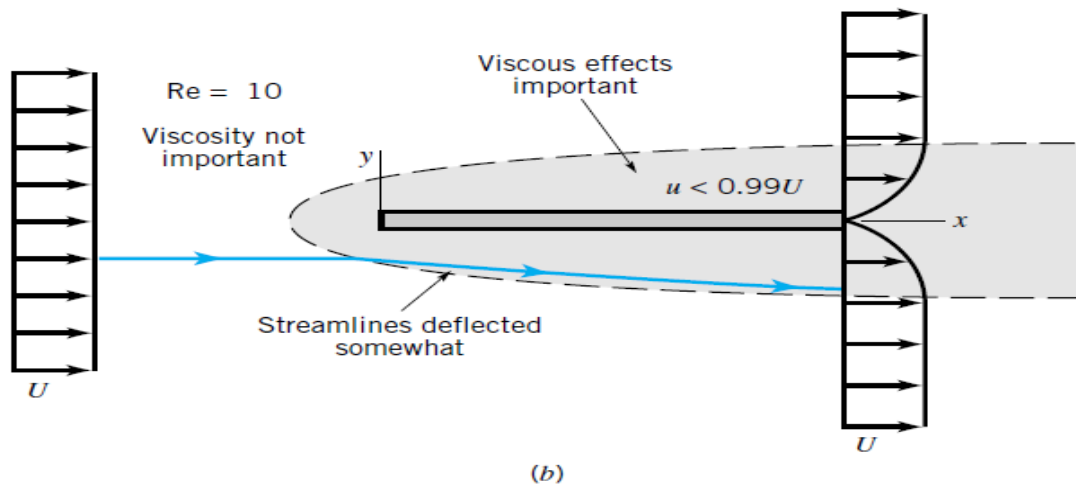
I.2.2 Effets de nombre de Reynolds.

Considérant les écoulements sur trois plaques planes de longueur caractéristique l avec les nombres de Reynolds égaux à 0.1 , 10 , 10^7 . Comme le montre les figure (a), (b), (c) [az].



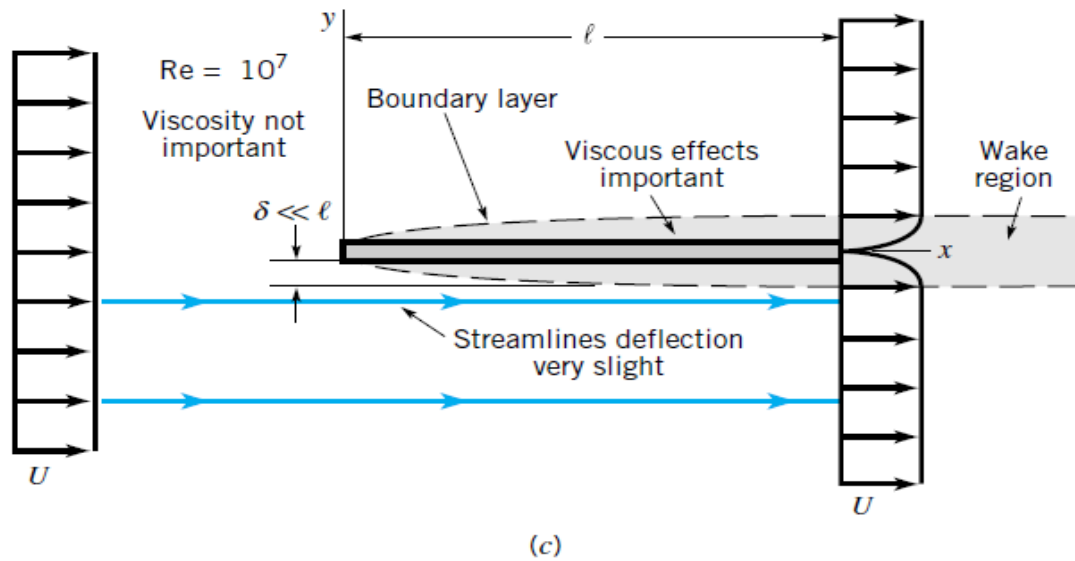
Figures (I.7) : Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=0.1$ [34].

- A faible nombre de Reynolds, les effets de viscosité sont relativement forts et la plaque affecte l'écoulement uniforme amont très loin avant, au dessus, au dessous et derrière La plaque. Les effets de viscosité sont sentis loin de l'objet dans toutes les directions[az].



Figures (I.8) : Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=0.7$ [34].

- Avec l'augmentation du Re , la région où les effets de viscosité sont important devient plus petit dans toute les directions excepté dans la partie avale. Les lignes de courant se Sont déplacées de leurs conditions amont, uniforme, originale, mais le déplacement n'est pas aussi grand qu'à $Re=1$. [az]



Figures (I.9) : Effets de nombre de Reynolds sure l'écoulement autour d'un profil $Re=10^7$
[34].

- Si le nombre de Reynolds est grand, l'écoulement est dominé par les effets d'inertie et les effets de viscosités sont négligeables partout excepté dans la région très proche de la plaque et dans la région sillage(Wake) derrière la plaque. Comme la viscosité n'est pas nulle, il s'en suit que le fluide doit se détacher de la surface du solide (condition limite de non glissement). Il ya une région de mince couche limite d'épaisseur $\delta = \delta(x) \ll l$ (c'est à dire fine relativement à la longueur de la plaque) où la vitesse du fluide change de la valeur $u=U$ à la vitesse 0 sur la plaque. L'épaisseur de cette couche limite augmente le long du sens de l'écoulement, à partir de 0 (zéro) au coin de la plaque. L'écoulement dans la couche limite peut être laminaire ou turbulent [AZ].

Les lignes de courant de la couche limite sont pratiquement parallèles à la plaque.

I.2.3 Effets de nombre de Mach

Lorsque l'air se écoule le long d'un corps, par exemple, une section de profil aérodynamique symétrique à faible incidence, la vitesse locale juste à l'extérieur de la couche limite est supérieure ou inférieure à la vitesse de l'écoulement selon que la pression statique locale est inférieure ou supérieure à l'ambiante. Dans une telle situation, la valeur de la vitesse quelque part sur le profil aérodynamique est supérieure à celle de l'écoulement amant.

Ainsi, comme la vitesse d'écoulement amont augmente, le nombre Mach à un point quelque part sur la surface atteint conditions sonores avant l'écoulement libre. Ce point est généralement le point de pression minimale[5].

La valeur de l'écoulement libre à laquelle le flux quelque part sur la surface atteint d'abord $M = 1$ est appelé nombre de Mach critique M_c . Typiquement, pour une section de l'aile mince à faible incidence M_c peut être d'environ 0,72. En dessous de ce nombre de Mach critique l'écoulement est subsonique partout[5].

En-dessus du nombre de Mach critique l'écoulement est mixte, partie supersonique et partie subsonique. Comme M est augmentée progressivement de petits nombres jusqu'à M_c les caractéristiques aérodynamiques de profil aérodynamique subissent des changements progressifs[19].

Comme M est augmenté progressivement au-delà de M_c , une région limitée dans laquelle l'écoulement est supersonique se développe à partir du point où l'écoulement est devenu sonore et pousse vers l'extérieur et vers l'aval, se terminant par une onde de choc qui est d'abord approximativement perpendiculaire à la surface[19].

Comme M augmente l'onde de choc devient plus forte, et se déplace vers l'arrière. A un certain stade, à une valeur de $M > M_c$, la vitesse quelque part sur les approches de surface inférieure dépasse la valeur sonore, une onde de choc apparaît sur la surface inférieure.

Finalement, à une valeur de M proche de l'unité des ondes de choc se forment sur la partie supérieure et inférieure du bord de fuite. Dans leur mouvement vers l'arrière les ondes de choc se rapprochent du bord de fuite en général à des taux différents.

Lorsque le nombre de Mach de l'écoulement amont a atteint l'unité une onde de choc d'étrave apparaît à une petite distance de partir du bord d'attaque [5].

la vitesse locale maximale est inférieure à la vitesse sonique

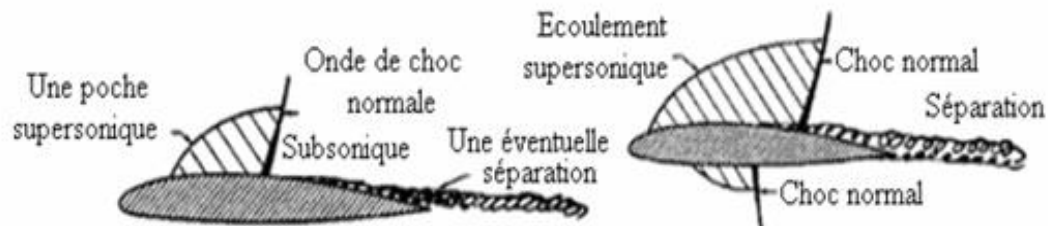


$M_{\infty} = 0.5$

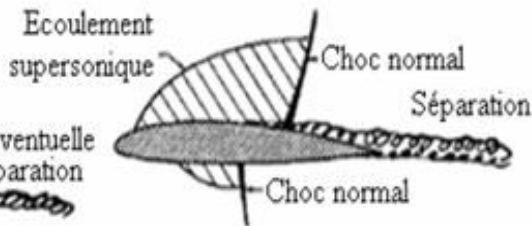
la vitesse locale maximale est égale à la vitesse sonique



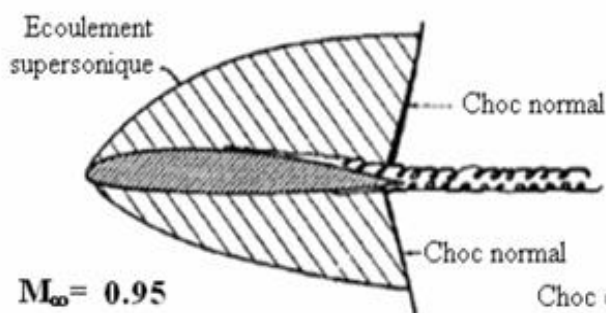
$M_{\infty} = 0.72$



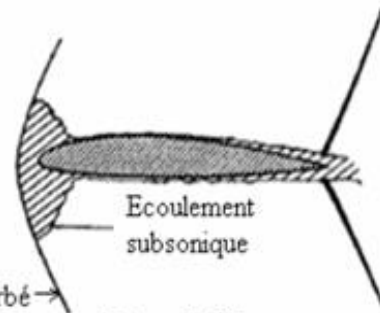
$M_{\infty} = 0.77$



$M_{\infty} = 0.82$



$M_{\infty} = 0.95$



$M_{\infty} = 1.05$

Figure(I.10) : Progression de l'onde de choc en fonction du nombre de Mach [5].

I.3 Aérodynamique des profils

I.3.1 Caractéristiques et désignation des profils

Une aile se désigne par son profil. De ce profil découle la portance (C_L) et la traînée (C_D), mais aussi la finesse de l'aile et quelques autres paramètres dont nous parlerons par la suite. Le profil d'aile est le contenu de la voilure, vue de côté, sur une portion donnée. Nous obtenons ce profil si nous coupons l'aile et que l'on regarde le découpage.

I.3.1.1 Définition de forme géométrique de profil NACA 0012

La formule permettant de calculer les coordonnées des points des profils symétriques NACA 0012, s'exprime par [3] :

$$Y = \frac{t}{0.02} (c_1\sqrt{x} + c_2x + c_3x^2 + c_4x^3 + c_5x^4) \quad (I.7)$$

Où : Le rayon de courbure au bord d'attaque est : $r = 1.1019\delta^2$

$$0 \leq x \leq 1$$

$$; c_1 = 1.4779155 ; c_3 = -1.727016 ; c_4 = 1.384087 ; c_5 = -0.510563$$

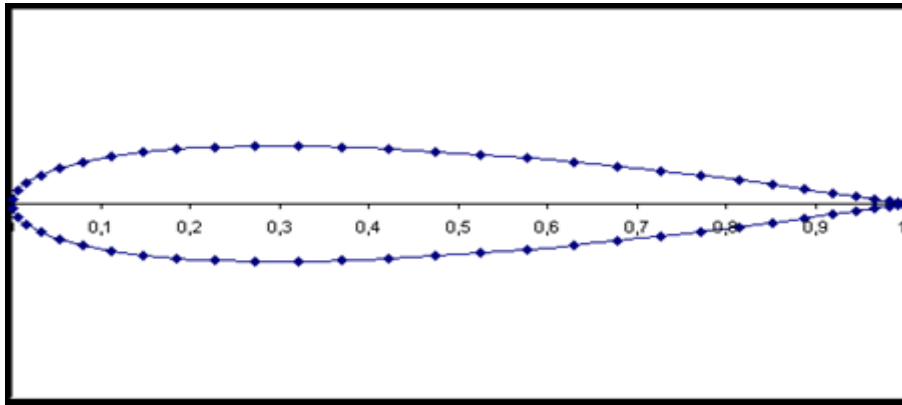


Figure (I.11) : profil NACA0012.

I.3.1.2. Caractéristiques géométriques

Les paramètres aérodynamiques des profile dépendent fortement des caractéristiques géométriques du profil présentés sur la (Figure I.14) [11].

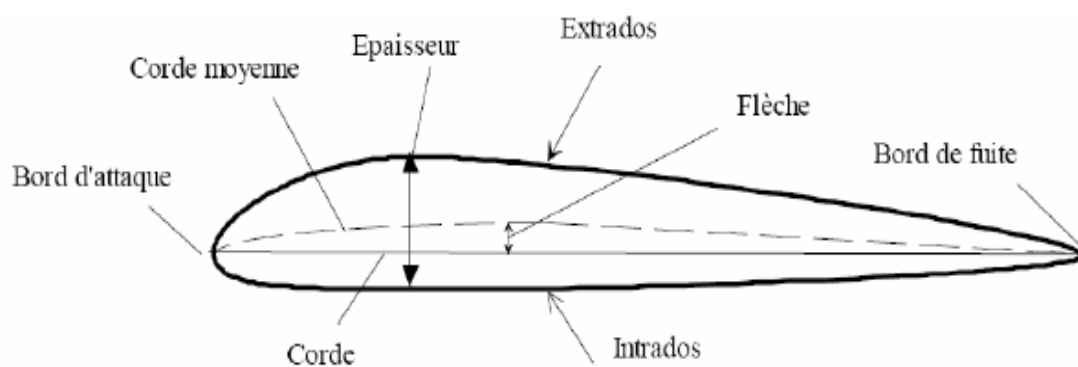


Figure (I.12) : Caractéristiques géométriques d'un profil [11].

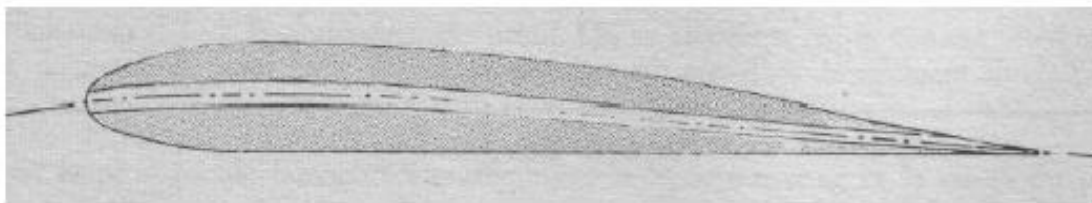
- L'air aborde le profil par le bord d'attaque et le quitte par le bord de fuite. La partie supérieure du profil est appelée extrados et la partie inférieure intrados.
- Le segment qui joint le bord d'attaque et le bord de fuite est appelé corde du profil.

- La distance entre l'intrados et l'extrados est l'épaisseur.
- L'épaisseur relative est définie par : La valeur maximale de l'épaisseur divisée par la longueur de la corde

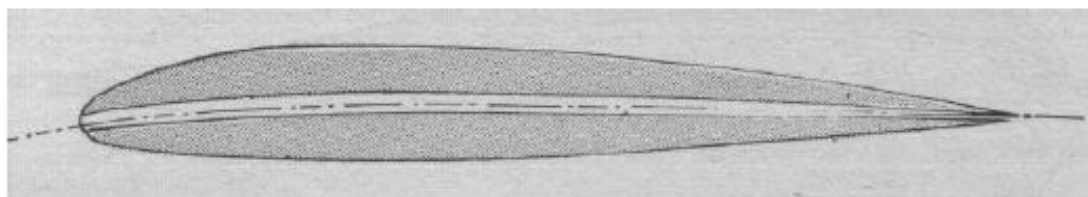
$$e_{\text{relative}} = \frac{e_{\text{max}}}{c}$$

- La ligne qui joint le bord d'attaque au bord de fuite en passant à égale distance de l'intrados et de l'extrados est appelée corde moyenne.
- La distance maximale entre la corde et la corde moyenne est appelée flèche du profil.
- Le rapport entre la flèche et la longueur de la corde est appelé courbure (ou cambrure) relative.
- L'angle d'attaque : Est l'angle entre la corde du profil et la direction de l'écoulement à l'infini.
- Le centre de portance (point d'application de la portance) se situe entre 30 et 50 % de la corde depuis le bord d'attaque. Il avance quand l'incidence augmente jusqu'à l'incidence de décrochage puis recule.
- Le foyer (point d'application des variations de portance) se situe entre 20 et 30% de la corde depuis le bord d'attaque. Sa position varie peu.

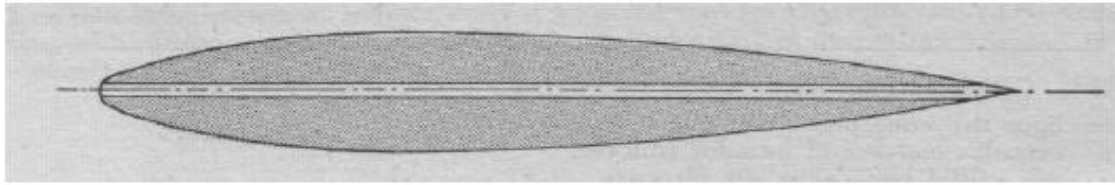
Selon les types applications envisagées, on peut utiliser différents types de profils [26].



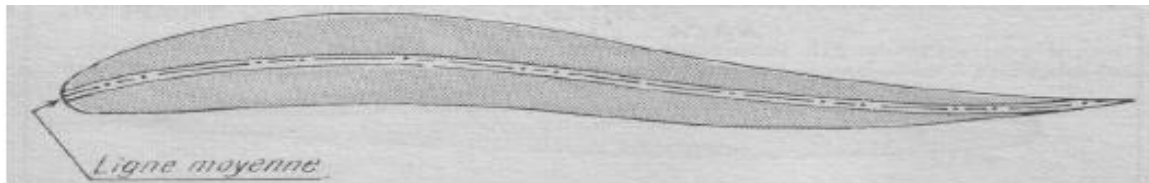
- ❖ Le profil plan convexe porte bien même à faible incidence mais il est légèrement instable. Il est utilisé en aviation générale.



- ❖ Le profil biconvexe dissymétrique porte également bien même à incidence nulle et est très stable. Très utilisé dans l'aviation de loisir.



- ❖ Le biconvexe symétrique ne porte pas aux faibles incidences. Il n'est intéressant que pour les gouvernes et la voltige.



- ❖ Profils à Double courbure: La ligne moyenne est à double courbure.

I.3.2 Désignation d'un profil

Au cours du temps, les profils ont évolué et chaque nation a développé son propre programme de recherche sur les profils. Le plus fameux fut le programme américain NACA. Toute personne possédant une culture aéronautique aura entendu parler des profils NACA, suivi d'une série de chiffres.

Le NACA, pour (**National Advisory Commite for Aeronautic**), fut créé dans les années 50 et est l'équivalent de l'ONERA français. Cet organisme créa essentiellement des profils laminaires.

Il y'a plusieurs classifications des profils **NACA**. Les plus utilisés sont ont des désignations à quatre et à cinq chiffres [28]. Ces chiffres nous renvoient aux caractéristiques géométriques du profil, comme exemple:

➤ NACA à quatre chiffres :

✚ NACA 2412 : Le premier chiffre (2) indique la valeur de la flèche maximale en pourcent par rapport à la corde, le deuxième chiffre (4) indique la distance du bord d'attaque à la flèche maximale en dixième de la corde. Les deux derniers chiffres (12) indiquent l'épaisseur maximum en pourcent par rapport à la corde.

✚ NACA 0012 : Est un profil symétrique, d'épaisseur maximum 12%.

➤ NACA cinq chiffres

✚ NACA 230-12 : Le premier chiffre (2) indique la valeur de la flèche maximale en pourcent par rapport à la corde. Le deuxième et le troisième chiffre (30) indiquent le double de la distance du bord d'attaque à la position de la flèche maximale en pourcent par rapport à la corde. Les deux derniers chiffres (12) indiquent l'épaisseur maximale en pourcent par rapport à la corde.

Pour information, regardons à présent quelques profils NACA et leurs caractéristiques :

PROFIL	Epaisseur relative	Flèche relative	Cz de finesse maxi	finesse maxi	Cx de finesse maxi	Cz maxi
NACA 0009	9	4.4	0.98	52	0.019	1.15
NACA 0012	12	0	0.6	30	0.02	0.84
NACA 4409	9	4.4	0.98	52	0.019	1.15
NACA 2415K24	15	2	0.95	36	0.015	1.06
NACA 2412	12	2	0.8	43	0.025	1.05

Tableau(I.1) : Quelque profile NACA [28].

Il existe bien sûr beaucoup d'autres profils mais ils demeurent assez peu utilisés dans l'ensemble. Ainsi on peut citer les profils français Eiffel dont les premiers furent élaborés par l'ingénieur du même nom [20].

I.4 Efforts aérodynamiques sur un profil

Le principe de Bernoulli montre que la vitesse du fluide augmente lorsque la pression exercée sur le fluide diminue. Cette loi a été appliquée pour optimiser la forme des ailes d'avion. En effet, la forme d'une aile est telle que l'air y circule plus rapidement sur sa surface supérieure (extrados) que sur sa surface inférieure (intrados). De ce fait, la pression de l'air sur l'extrados est inférieure à celle qui s'exerce sur l'intrados.

La différence de pression qui en résulte est à l'origine de la poussée ascendante qui maintient l'avion en vol.

Les forces de pression couplées aux effets de la viscosité engendrent sur le profil une force résultante qui peut être décomposée en une force de portance et une force de traînée figure suivant [4] :

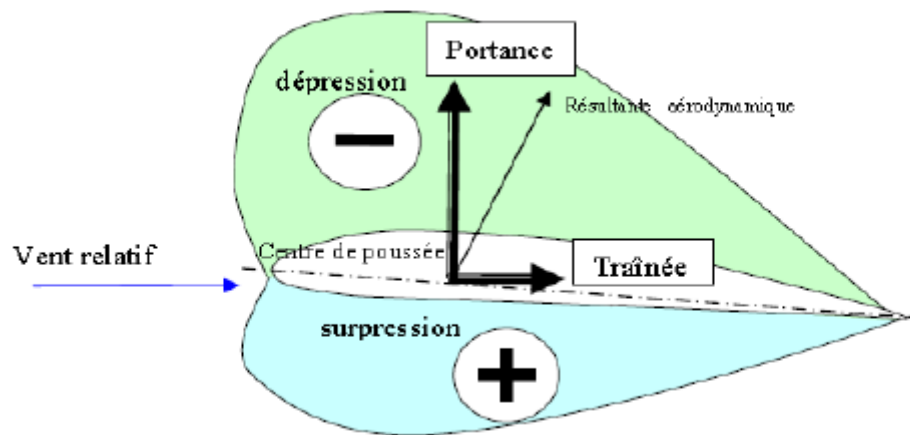


Figure (I.13) : Distribution des forces sur un profil d'aile [28].

✚ La portance L :

C'est une force qui s'applique au centre de poussée, perpendiculaire au vent relatif, dirigée vers le haut.

✚ La traînée D :

C'est une force qui s'applique au centre de poussée, parallèle au vent relatif, dirigée vers l'arrière. Notons qu'il existe trois types de traînées :

- la traînée de forme : liée à la forme du profil car les différents profils engendrent des écoulements différents.
- la traînée de sillage : liée au décollement des filets d'air à l'arrière du profil ; plus les filets décollent, plus la traînée de sillage est importante.
- la traînée induite : due à la différence de pression entre l'intrados et l'extrados ; l'air de dessous a tendance à remonter vers le dessus créant ainsi des tourbillons appelés : tourbillons marginaux [11].

✚ Le Centre aérodynamique :

Le centre aérodynamique du profil est défini comme un point pour lequel le coefficient du moment de lancement (tangage) demeure invariant avec l'angle d'attaque [7].

I.4.1 Courbes de portance et de traînée pour un profil symétrique

Des coefficients déterminés en fonction de l'angle d'attaque permettent de représenter les caractéristiques de portance et de traînée d'un profil d'aile: le coefficient de portance et le coefficient de traînée. Exemple la (figure I.16)explique la variation de ces coefficients selon les divers angles d'attaque. A un angle d'attaque nul, la portance est nulle; c'est la caractéristique des profils symétriques (profil NACA 0012 dans ce cas).

Par la suite, le coefficient de portance augmente d'une manière brusque linéaire avec l'angle d'attaque, il atteint un maximum puis décroît brusquement par la suite en raison de phénomène de décrochage. Dans le cas du coefficient de traînée, la variation avec l'angle d'attaque est d'abord lente, puis devient de plus en plus forte, particulièrement lorsqu'apparait le décrochage. Toutefois, contrairement à la portance, la traînée n'est jamais nulle, mais elle passe par un minimum. Les variations de la portance et de la traînée sont d'un intérêt particulier pour les concepteurs d'avions et pour les pilotes également, car celle indiquent d'une manière claire les caractéristiques aérodynamiques de l'aile [10].

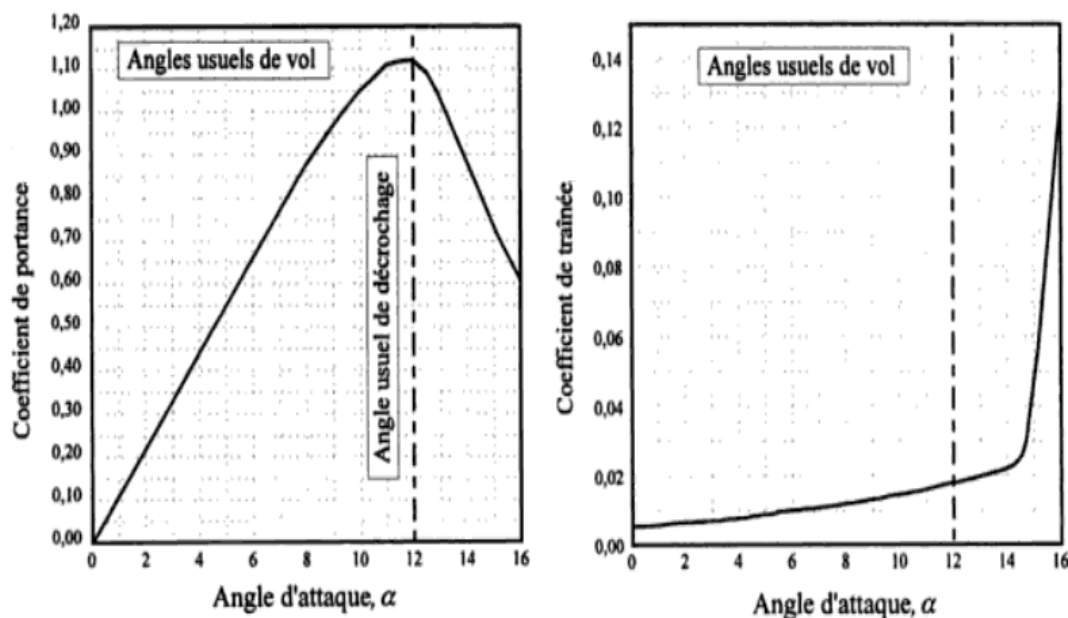


Figure (I.14) : Courbes de portance et de traînée en fonction de l'angle d'attaque pour un profil NACA 0012 $Re = 10^6$ [28].

I.4.2 Coefficients aérodynamiques

Les différents coefficients aérodynamiques sont définis par rapport à la pression dynamique [5]:

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

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 :

$$C_M = \frac{M_{BA}}{q_{\infty} S c}$$

En général, le coefficient de pression s'écrit sous la forme :

$$C_P = \frac{P - P_{\infty}}{1/2 \rho_{\infty} V^2}$$

Si un système thermodynamique est parfait et évolue de façon isentropique il obéit aux relations bien connues:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left[\frac{\rho_1}{\rho_2} \right]^{\gamma} = \left[\frac{T_1}{T_2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (I.8)$$

La loi des gaz parfait donne :

$$\frac{P}{\rho} = \gamma r T \quad (I.9)$$

Cependant, dans un choc, l'entropie subit une discontinuité et en vertu du deuxième principe thermodynamique, la variation d'entropie est positive. Lorsque l'écoulement amont de l'onde est isentropique, l'écoulement aval ne possède pas cette propriété à moins que l'on se trouve le cas où tous les éléments fluides subissent la même variation d'entropie. Nous dirons donc dans ce cas qu'on se trouve, à l'aval, en présence d'un écoulement irrotationnel et isentropique [3].

I.5 Ecoulement autour d'un profil symétrique

Pour un profil symétrique à angle d'attaque nul, l'air s'écoule symétriquement et à la même vitesse sur l'extrados et sur l'intrados du profil, formant une pression égale sur chacune des surfaces Figure (I.17).

Dans ce cas il n'y a pas de portance, mais il y a une traînée provenant du frottement de l'air sur le profil. Lorsque l'angle d'attaque augmente, une surpression naît sous l'intrados, où la vitesse est réduite, et une dépression se produit sur l'extrados, où l'écoulement s'accélère. Ces deux actions s'additionnent et s'ajoutent au frottement de l'air sur le profil pour donner la portance et la traînée. Si l'on augmente encore l'angle d'attaque et que l'on dépasse une certaine valeur ($\alpha = 12^\circ$), les filets d'air décollent et l'extrados devient le siège de tourbillons désordonnés; on dit qu'il y a décrochage [27].

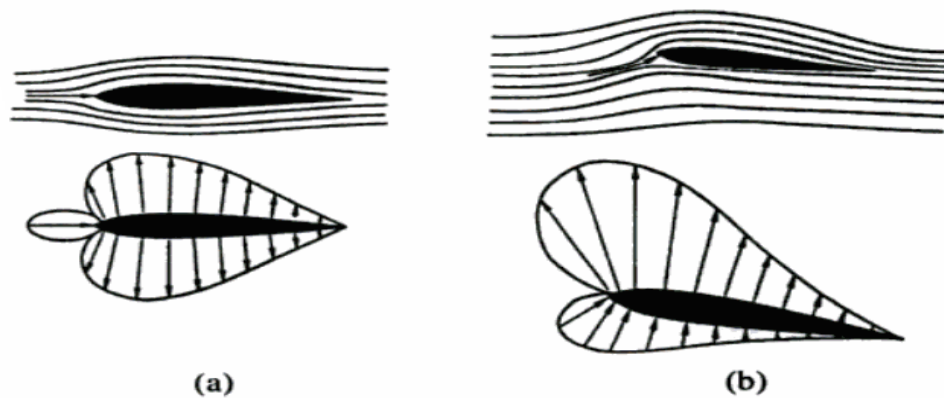


Figure (I.15): Ecoulement autour d'un profil symétrique [10].

I.5.1 Décrochage des profils

On appelle décrochage la perte de portance de l'aile qui est due à un décollement de la couche limite. Cependant, on peut distinguer, selon la forme du profil, plusieurs types de décrochage [13].

I.5.1.1 Décrochage de bord de fuite

Ce type de décrochage est caractéristique des profils épais (épaisseur de l'ordre de 0.15 et plus), et est probablement mieux connu que les deux autres types de décrochage. Il est précédé par un mouvement du point de séparation de la couche limite turbulente à partir du bord de fuite vers l'avant du profil quand l'angle d'incidence augmente.

I.5.1.2 Décrochage de bord d'attaque

Ce type de décrochage est généralement inhérent à beaucoup de profils d'épaisseur modérée (sections symétriques avec épaisseur de l'ordre de 0,09 à 0,15). Il est caractérisé par une séparation brutale de l'écoulement près du bord d'attaque. Cette brusque séparation résulte usuellement d'un petit bulbe laminaire de séparation qui éclate au décrochage et cause une chute brutale du C_L .

I.5.1.3 Décrochage du profile mince

C'est le décrochage résultant d'un décollement de l'écoulement relativement aigu, en liaison avec un mouvement du point de recollement vers l'arrière du profil avec l'augmentation de l'incidence. Il est précédé par une séparation de l'écoulement au bord d'attaque avec un recollement (long bulbe) en un point qui migre progressivement vers le bord de fuite avec l'augmentation de l'angle d'attaque.

Aux angles d'attaques élevés, l'étendue de la zone de séparation augmente jusqu'à ce qu'elle couvre entièrement la surface supérieure du profil, le décrochage est alors atteint. Ce décrochage caractérise les profils minces (épaisseurs de 0,09 ou moins) à bords d'attaques faiblement arrondis. La courbe de portance est linéaire jusqu'aux valeurs proche de la portance maximale, où la courbe devient relativement plate dans sa partie supérieure. Au-delà la portance diminue faiblement c'est le décrochage en douceur.

I.6 Sillage

Derrière le bord de fuite épais d'un profil, un sillage se développe à cause du déficit de vitesse de l'intrados par rapport à l'extrados. Les sillages font partie, avec les couches limites, de la famille des écoulements turbulents cisailés. De part le cisaillement, ils sont le siège de production de rotationnel, c'est-à-dire qu'il crée un champ de vitesse tel que les trajectoires ont tendance à s'enrouler sur elles-mêmes plutôt que de rester faiblement courbées. Le sillage d'un profil peut être soumis à une instabilité dynamique qui est à l'origine d'un lâcher périodique de tourbillons alternés constituant le sillage tourbillonnaire de **Von Karman**. Ces tourbillons génèrent des fluctuations périodiques à une fréquence donnée. De part ces phénomènes vibratoires, des fissures apparaissent et se propagent pouvant donner lieu à une rupture par fatigue[4].

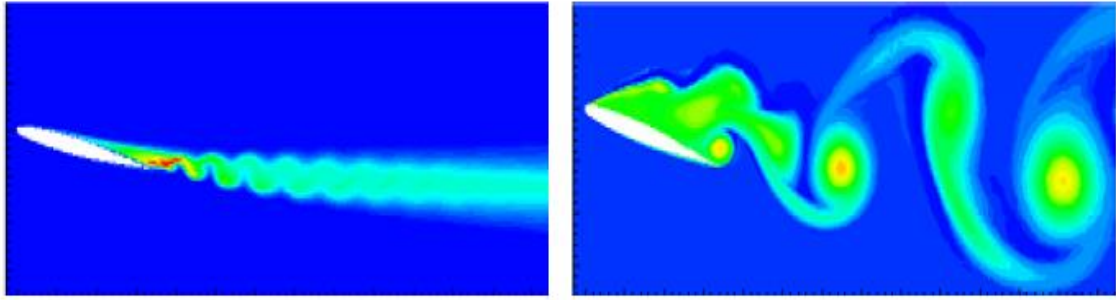


Figure (I.16) : Sillage tourbillonnaire de Von Karman [4].

I.7 La polaire et la finesse

La polaire est une courbe essentielle pour déterminer les caractéristiques d'un profil, d'une aile, d'un planeur, d'un avion complet. Elle montre comment varient la portance et la traînée, en fonction de l'angle d'incidence. C'est une fonction réalisée par l'assemblage des deux courbes de C_D et de C_L à l'aide d'une opération mathématique.

La finesse est une notion extraite de la polaire, elle se traduit comme étant le rapport de la portance sur la traînée (C_L/C_D). Il existe un point où l'on trouve le meilleur rapport portance sur traînée, c'est la finesse maximum [x].

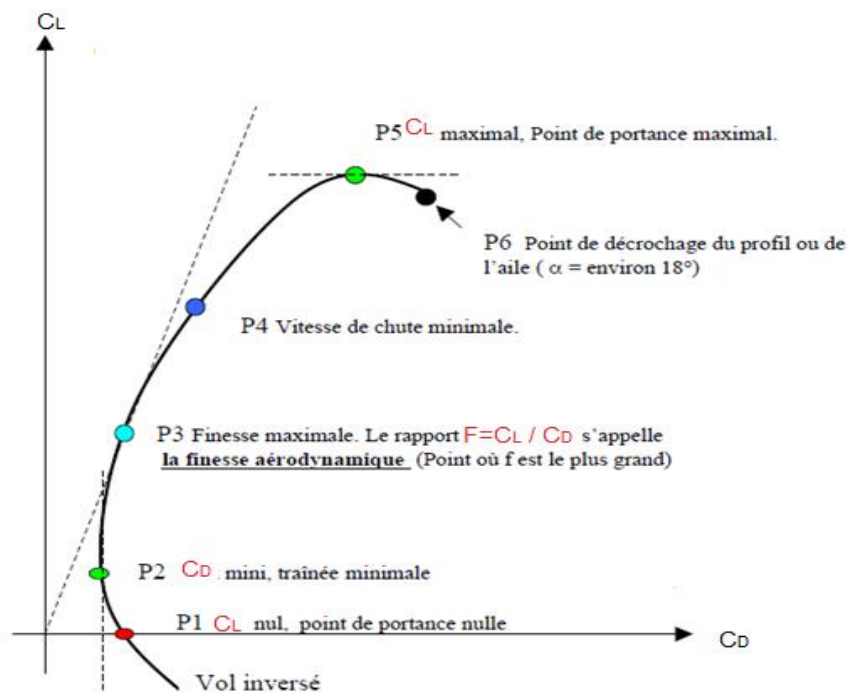


Figure (I.17) : Points remarquables de la polaire.

CHAPITRE II

AERODYNAMIQUE DES PROFILS SYMETRIQUE

II.1 Rappels des méthodes 2-D de traitement des écoulements

II.1.1 Méthodes des singularités

L'écoulement autour d'un corps peut être engendré par la superposition d'une source, d'un dipôle, etc. à un écoulement homogène et parallèle. Dans cette approche, la forme du corps est obtenue comme résultat secondaire de la superposition. Il s'agit du problème dit *direct*. Dans la pratique, le corps est donné et l'on cherche l'écoulement autour de ce corps, ce qui constitue le problème dit *indirect*. Nous présentons maintenant une méthode pour calculer l'écoulement bidimensionnel autour d'un profil [12].

On se place dans le cadre du problème indirect pour un profil symétrique.

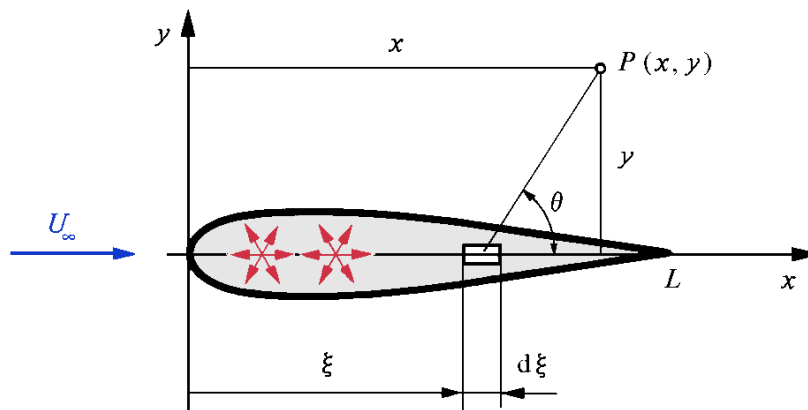


Figure (II.1): Profil symétrique engendré par une distribution continue de sources et de puits [12].

Le profile dynamique est synonyme de l'existence d'une source bidimensionnelle, sa fonction de courant est définie par :

$$\Psi = \frac{Q}{2\pi} \theta \quad (\text{II.1})$$

Dans la direction θ fixée, la contribution d'un élément de la distribution de sources de longueur $d\xi$ le long de l'axe x vaut :

$$d\Psi = \frac{\theta}{2\pi} dQ = \frac{\theta}{2\pi} q(\xi) d\xi \quad (\text{II.2})$$

Avec

$q(\xi)$: Intensité de source par unité de longueur.

θ : est l'angle polaire.

On obtient donc : $\theta = \arctg \frac{y}{x-\xi}$

La superposition de l'écoulement homogène et parallèle et de la distribution de sources donne la fonction de courant :

$$\Psi = U_{\infty}y + \frac{1}{2\pi} \int_0^L q(\xi) \arctg \frac{y}{x-\xi} d\xi \quad (\text{II.3})$$

Les composantes de la vitesse v_x et v_y deviennent :

$$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = U_{\infty} + \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{(x-\xi) q(\xi) d\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} \quad (\text{II.4})$$

$$v_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{y}{2\pi} \int_0^L \frac{q(\xi) d\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} \quad (\text{II.5})$$

Si la fonction $q(\xi)$ est connue, on obtient le résultat exact pour Ψ , v_x et v_y en chaque point du champ de vitesse. A partir de ces équations la forme du corps perturbant l'écoulement homogène et parallèle peut être trouvée, c'est les cas d'un problème **direct**.

Pour le problème **indirect** la forme du corps est donnée. Dans ce cas il faut donc déterminer la relation entre la fonction $q(\xi)$ et la forme du corps. Etant donné que le profil est fourni par la relation $y = h(x)$, la condition aux limites relative à la surface du corps s'écrit :

$$\frac{dh}{dx} = h'(x) = \frac{v_y(x, h(x))}{v_x(x, h(x))} \quad (\text{II.6})$$

On a affaire à une relation très complexe entre les fonctions q et h . Mais il est possible de l'évaluer à l'aide d'une analyse approximative, pour autant que le profil en question soit mince et que la fonction $h(x)$ soit de faible courbure.

En désignant l'épaisseur maximale du profil par $2h_m$, on ne retient que les termes du premier ordre, d'un développement en série $\frac{h_m}{L}$, sachant que $h_m \ll L$.

Il s'en suit que la perturbation de la vitesse dans les directions **i** et **j** sera comparable avec $O\left(\frac{h_m}{L}\right)$.

$$v_{i,j} \sim O\left(\frac{h_m}{L}\right)$$

Ces relations ne sont pas valables pour un point d'arrêt, où $v_x = v_y = 0$. En un tel point, $h'(x)$ s'éloigne sensiblement de zéro.

✚ [Première approximation](#)

L'approximation est obtenue par le remplacement de $v_x(x, h(x))$ par U_∞ dans (II.6).
on obtient :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{v_y(x, h(x))}{U_\infty + v_x - U_\infty} = \frac{v_y(x, h(x))}{U_\infty} \left[1 - O\left(\frac{v_x - U_\infty}{U_\infty}\right) \right] \quad (\text{II.7})$$

La suppression des termes $O\left(\frac{v_x - U_\infty}{U_\infty}\right)$ conduit à une relation simplifiée mais elle est encore trop difficile à analyser d'une façon générale.

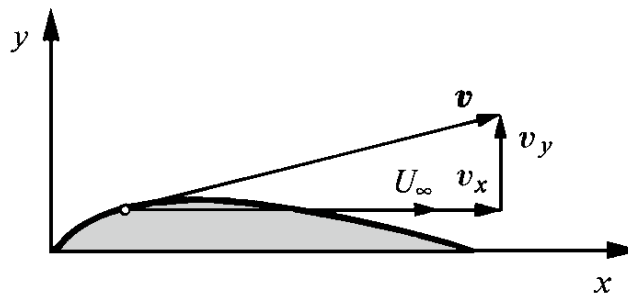


Figure (II.2): Première approximation de la théorie des profils minces $v_x \cong U_\infty$ [12].

✚ [deuxième approximation](#)

La deuxième approximation dont on a besoin consiste en une translation dans la direction verticale du point $(x, h(x))$ au point $(x, 0)$. Au lieu d'évaluer v_y au point $(x, h(x))$ on l'évalue au point $(x, 0)$.

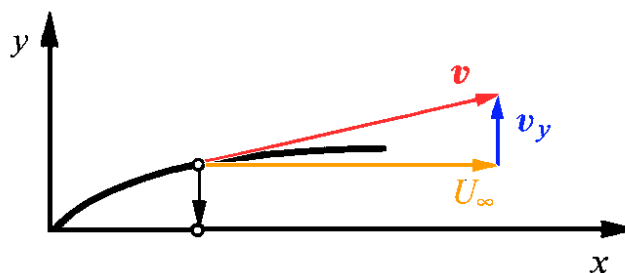


Figure (II.3): Deuxième approximation de la théorie des profils minces 'évaluation de v_y sur l'axe x [12].

Par un développement de Taylor de (II.7) on obtient :

$$\frac{1}{U_\infty} v_y(x, h(x)) = \frac{1}{U_\infty} v_y(x, 0) + \frac{h(x)}{U_\infty} \frac{\partial v_y}{\partial y} \Big|_{y=0} + \dots \text{(II.8)}$$

Ainsi dans l'analyse de premier ordre en $\frac{h_m}{L}$ la condition (II.6) peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{v_y(x, 0)}{U_\infty} \text{(II.9)}$$

Pour évaluer $v_y(x, 0)$ nous étudions (II.5) à la limite quand $y \rightarrow \pm 0$. Pour de faibles valeurs de $\frac{y}{L} > 0$, l'intégrand de l'intégrale de $v_y(x, y)$ selon (II.5) est $O\left(\frac{y}{L}\right)$ partout, à l'exception du point $\xi = x$, où l'intégrand est $O\left(\frac{y}{L}\right)^{-1}$. Cela veut dire qu'il n'y a que les sources situées près de $\xi = x$ qui contribuent à l'intégrale évaluée aux limites $y \rightarrow \pm 0$.

En cherchant la valeur de (II.5) quand $y \rightarrow \pm 0$ on peut donc placer $q_{\xi=x} = q(x)$ hors du signe de l'intégrale. On obtient :

$$\begin{aligned} \lim_{y \rightarrow \pm 0} v_y &= \left[\frac{y}{2\pi} q(x) \int_0^L \frac{d\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} \right]_{y=\pm 0} = - \left[\frac{y}{2\pi} q(x) \left[\frac{1}{y} \arctg \frac{x-\xi}{y} \right]_{y=\pm 0} \right] \\ &= \begin{cases} \pm \frac{1}{2} q(x), & 0 < x < L \\ 0, & x < 0 \text{ et } x > L \end{cases} \text{(II.10)} \end{aligned}$$

La composante v_x de vecteur vitesse s'écrit :

$$v_x(x, y) = U_\infty \left[1 + \frac{1}{\pi} \int_0^L \frac{dh}{d\xi} \frac{(x-\xi) d\xi}{(x-\xi)^2 + y^2} \right] \text{(II.11)}$$

Afin d'obtenir l'approximation de la vitesse v_x sur le profil mince lui-même, on a besoin d'étudier (II.11) à la limite quand $y \rightarrow 0$.

Les formules de $v_x(x, 0)$ et $v_y(x, 0)$ d'un profil mince deviennent ainsi :

$$v_x(x, 0) = U_\infty + \frac{U_\infty}{\pi} \oint_0^L \frac{dh}{d\xi} \frac{d\xi}{(x-\xi)} \quad (\text{II.12})$$

$$\begin{cases} v_x(x, 0) = U_\infty \frac{dh}{dx}, & 0 < x < L \\ v_y(x, 0) = 0, & x < 0 \text{ et } x > L \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

II.1.2 Méthode des Profils minces (approche de Glauert)

L'équation fondamentale des profils minces s'écrit comme suit :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{\gamma(\xi) dh}{x-\xi} = V_\infty \left(\alpha - \frac{dz}{dx} \right) \quad (\text{II.14})$$

Avec

- $\frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{\gamma(\xi) dh}{x-\xi}$: Distribution tourbillonnaire.
- α : incidence.
- $\frac{dz}{dx}$: pente.

Dans le cas du profil symétrique on aura $\frac{dz}{dx} = 0$ donc l'équation (II.14) se réduit à :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^c \frac{\gamma(\xi) dh}{x-\xi} = V_\infty \alpha \quad (\text{II.15})$$

Pour résoudre cette équation on considère un changement de variable qui est le suivant :

$$\xi = \frac{c}{2} (1 - \cos \theta), \text{ identique à celui } x = \frac{c}{2} (1 - \cos \theta_0).$$

$$D'où $d\xi = \frac{c}{2} \sin \theta d\theta$.$$

Par substitution dans l'intégrale

$$\text{A } \theta = 0 \text{ on a } \xi = 0.$$

$$\text{A } \theta = \pi \text{ on a } \xi = c.$$

Donc (II.15) s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \frac{\gamma(\theta) \sin \theta d\theta}{\cos \theta - \cos \theta_0} = V_\infty \alpha \quad (\text{II.16})$$

La solution en $\gamma(\theta)$ qui satisfait cette équation est sous la forme :

$$\gamma(\theta) = 2 \alpha V_{\infty} \frac{(1 + \cos \theta)}{\sin \theta} \quad (\text{II.17})$$

Pour le calcul de Γ on a :

$$\Gamma = \int_0^c \gamma(\xi) d\xi = \frac{c}{2} \int_0^{\pi} \gamma(\theta) \sin \theta d\theta \quad (\text{II.18})$$

Par substitution de $\gamma(\theta)$ on aboutit a :

$$\Gamma = 2 \alpha V_{\infty} \frac{c}{2} \int_0^{\pi} (1 + \cos \theta) d\theta = \pi \alpha c V_{\infty} \quad (\text{II.19})$$

D'où la portance de Kutta-Joukowski s'écrit comme suit :

$$L = \rho_{\infty} V_{\infty} \Gamma = \pi \alpha c \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \quad (\text{II.20})$$

Le coefficient de portance est ainsi obtenu par la relation :

$$C_L = \frac{\pi \alpha c \rho_{\infty} V_{\infty}^2}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 c} \Rightarrow C_L = 2 \pi \alpha \quad (\text{II.21})$$

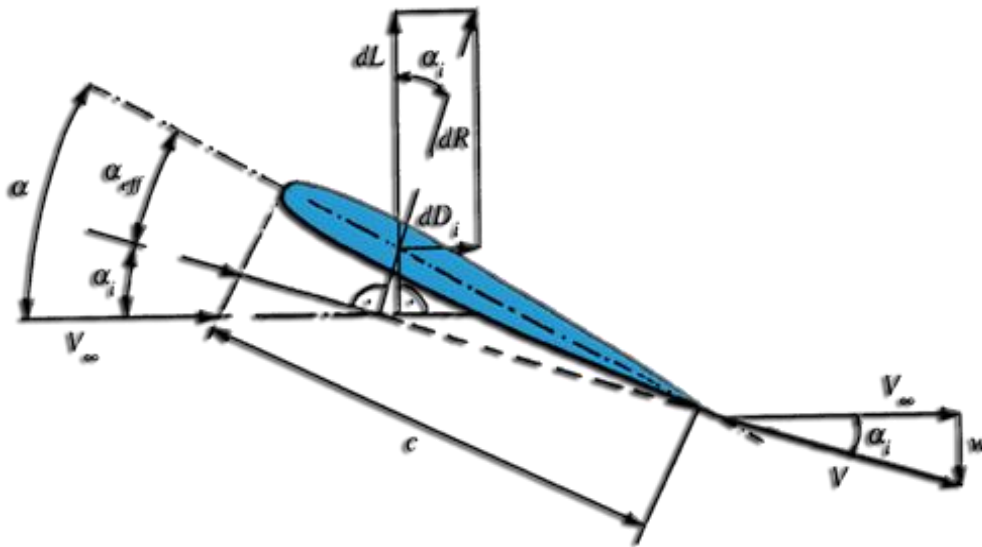
La pente de la portance (lift slope) s'écrit comme suit :

$$\frac{dC_L}{d\alpha} = 2 \pi \quad (\text{II.22})$$

II.2 Aérodynamique des profils d'ailes à envergure finie

On examine dans cette partie l'écoulement "Bidimensionnel" autour d'un profil d'aile à envergure finie.

II.2.1 Vitesse induite, angle d'attaque effectif, trainée induite



Figure(II.4) : Variation de l'angle effectif g n r e par la Vitesse induite au niveau du profil d'un élément [10].

α_i : angle d'attaque induit.
 α_{eff} : angle d'attaque effective.
 α : angle d'attaque géométrique.
 V : vitesse relative du vent.
 W : vitesse induite.

$$\alpha_{eff} = \alpha - \alpha_i \text{ (II.23)}$$

Les deux principales conséquences de l'existence de la vitesse induit W sont :

- l'angle d'attaque devient un angle entre la corde c et la vitesse relative locale (α_{eff}).
- La force de portance devient un vecteur perpendiculaire a la vitesse relative est inclin e d'un angle α_i , par rapport a la verticale. par conséquence on obtient une composante axial de portance locale dans la direction de V_∞ . De ce fait ce crée une force de train e induit not e D_i .

Le coefficient de train e totale est la somme des deux train es (train e induite + train e de forme) [10].

train e de forme = train e de frottement + train e de pression.

$$C_d = \frac{D_{frott} + D_{pression}}{1/2 \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S} \quad (\text{II.24})$$

$$C_{D,i} = \frac{D_i}{1/2 \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S} \quad (\text{II.25})$$

$$C_D = C_d + C_{D,i} \quad (\text{II.26})$$

C_d : coefficient de traînée de forme.

$C_{D,i}$: coefficient de traînée induite.

C_D : coefficient de traînée totale.

Le coefficient $C_{D,i}$ peut être obtenue à l'aide de la théorie de l'aile d'envergure finie. Le développement de cette théorie nécessite l'introduction des outils aérodynamiques supplémentaires.

II.2.2 Le filament tourbillonnaire

La théorie des tourbillons fait un large usage de la notion de circulation du vecteur vitesse du fluide (notée Γ) autour de domaines présentant un caractère rotationnel (vortex), pouvant se réduire à une surface ou même à une simple ligne (analogie avec le champ magnétique créé par une nappe de courant ou un simple fil).

On distingue le tourbillon associé à un corps solide (tourbillon lié) se déplaçant avec le corps (une aile par exemple), et les tourbillons engendrés au sein du fluide (tourbillons de traînée) se déplaçant librement selon les lignes de flux [12].

I.2.3 Lois de Biot-Savart

Considérons le cas d'une ligne semi infinie, ou le filament s'étend d'un point A jusqu'à l'infinie, comme le montre la figure suivante :

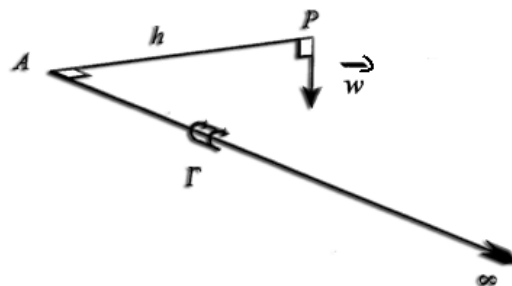


Figure (II.5) : Vitesse induite en un point pour un filament tourbillonnaire [10].

La loi de **Biot-Savart** nous donne la vitesse induite \mathbf{w} (m/sec) en un point (P) situé à

une distance h d'un tourbillon marginal d'intensité (Γ). $\mathbf{w} = \frac{\Gamma}{4\pi h}$ (II.27)

II.2.4 Théorème de Helmholtz

1. L'intensité du filament tourbillonnaire est constante le long de sa longueur.
2. Le filament tourbillonnaire ne peut sortir du fluide, il doit s'étendre aux frontières du fluide ou former une trajectoire fermée [10].

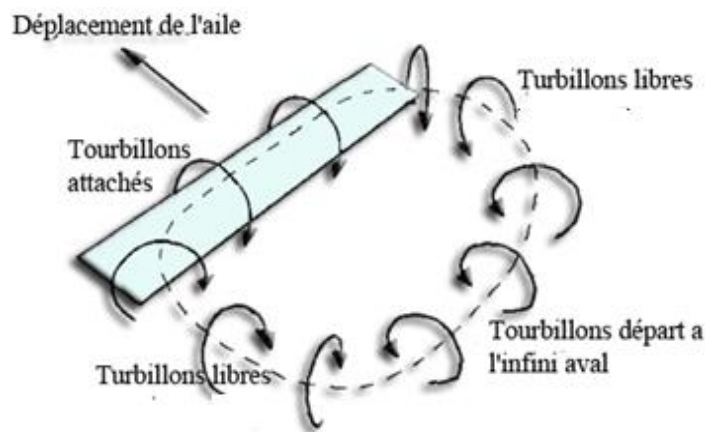


Figure (II.6) : Illustration de théorème de Helmholtz [10].

II.2.5 La loi de Kutta-Joukowski

nous donne la relation entre la force de portance et l'intensité du tourbillon attaché Γ sur un élément d'aile de longueur L plongée dans un courant de fluide de vitesse V et de masse volumique ρ_∞ :

$$L = V_\infty \rho_\infty \Gamma \quad (\text{II.28})$$

La détermination de la répartition de la portance $L(y)$ ou alors la distribution de la circulation $\Gamma(y)$, est l'une des problèmes centraux de la théorie de l'aile finie.

On espère donc calculer

- $L(y) = V_\infty \rho_\infty \Gamma(y)$
- La traînée induite.
- La portance totale.

II.2.6 Théorie de la ligne portante de Prandtl.

Ludwig Prandtl a développé la première méthode permettant l'analyse d'une aile d'envergure finie en 1918, cette théorie reste d'utilité de nos jours pour le calcul des caractéristiques d'une aile finie [12].

✚ Raisonnement de Prandtl

le tourbillon responsable de la portance est en situation de liaison permanente en une position fixe de l'écoulement. On l'appelle **tourbillon lié**, il est opposé au **tourbillon libre** qui se déplace dans le même fluide dans toute la zone d'écoulement.

De ce fait l'aile finie est remplacée par un **tourbillon lié** qui s'étend de $y = -b/2$

Jusqu'à $y = +b/2$ comme la figure suivante le montre.

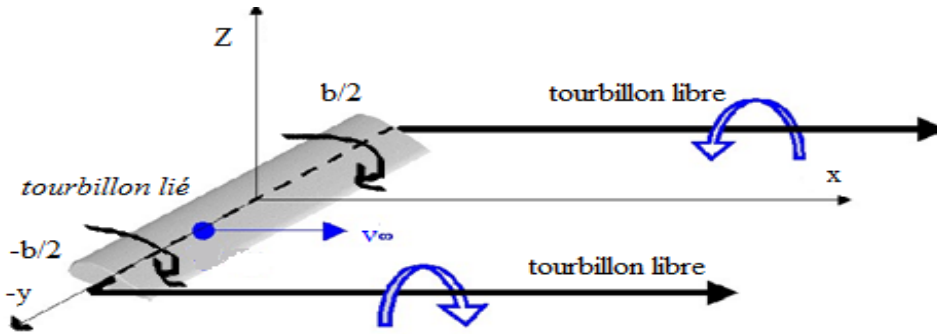


Figure (II.7) : Substitution de l'aile finie par le tourbillon lié [10].

Conformément à la théorie d'Helmholtz, la ligne tourbillonnaire est continue vers la direction aval de l'écoulement sous forme de deux tourbillons libre (des extrémités vers l'aval infinie).

Il en résulte un tourbillon en forme de fer à cheval. [10]

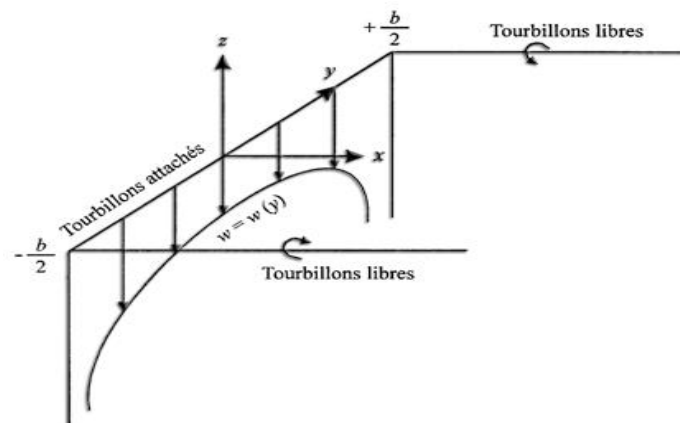


Figure (II.8) : Distribution de la vitesse induite le long de la direction y : cas d'un seul tourbillon en fer à cheval [10].

On remarque l'apparition d'une vitesse induite provoquée par les deux tourbillons libres et non pas par le tourbillon lié. Cette vitesse est portée par l'axe Z .

$w < 0$ lorsqu'elle est descendante.

$w > 0$ lorsqu'elle est montante.

La vitesse induite peut être calculée en tout point de coordonnées y le long de l'axe y à l'aide de la relation :

$$w(y) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \frac{b}{\left(\frac{b}{2}\right)^2 - y^2} \quad (\text{II.29})$$

- Lorsque $y \rightarrow \pm \frac{b}{2} \Rightarrow w(y) \rightarrow -\infty$.

Afin de lever cette singularité on remplace l'aile finie par une superposition de plusieurs tourbillons a cheval, chacun deux avec une longueur de tourbillon lié différente située sur la même ligne appelée **ligne portante**. [10]

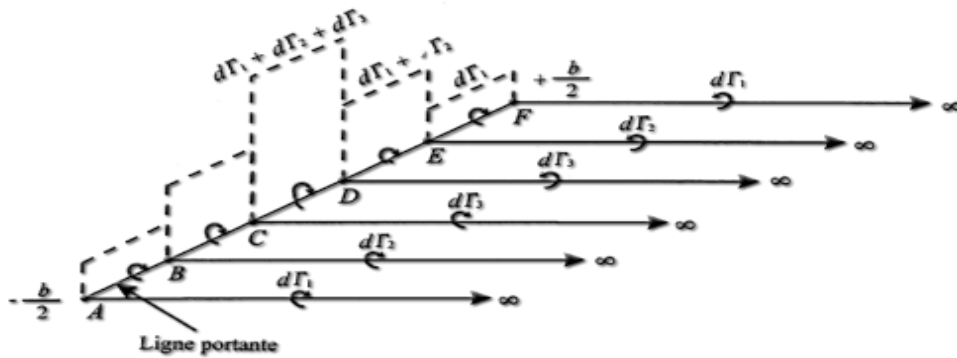


Figure (II.9) : Superposition des tourbillons en fer a cheval le long de la ligne portante [10].

- L'intensité de chaque tourbillon de fuite est égale à la variation de la circulation le long de la ligne portante.

Ce concept d'un nombre infini de tourbillons en fer a cheval est illustre sure la figure (II.10) avec le remplacement des tourbillons par une distribution continue de la circulation $\Gamma(y)$ le long de la ligne portante.

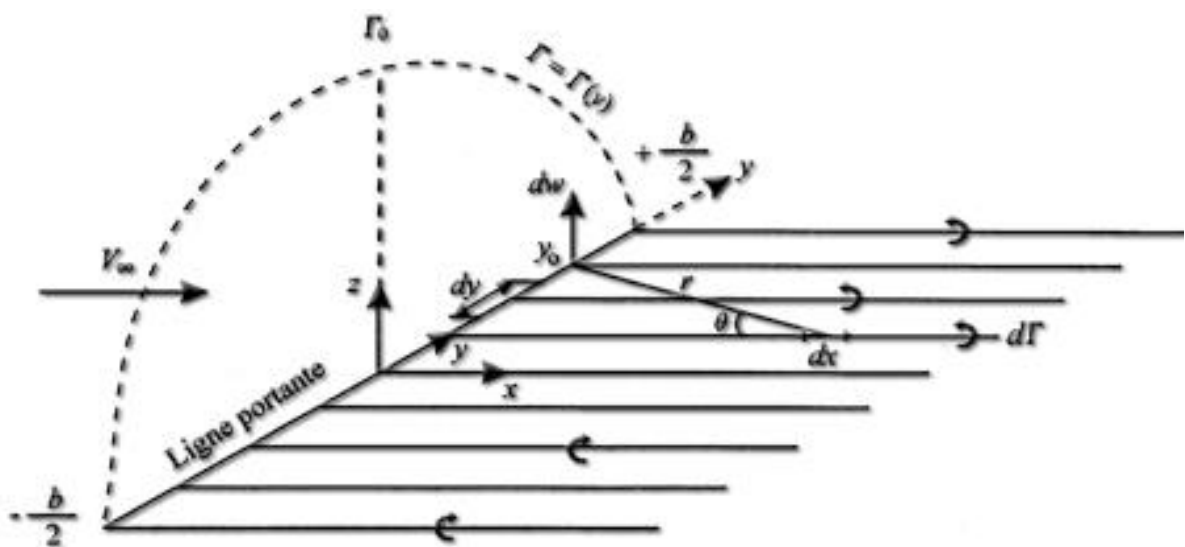


Figure (II.10) : Remplacement des tourbillons en fer a cheval par une distribution continue de la circulation [10].

Γ_0 : valeur de la circulation a l'origine des axes.

L'intensité élémentaire $d\Gamma$ du tourbillon en fer a cheval correspondant au segment de ligne portante dy positionné a y sur la figure ci dessus est donnée par :

$$d\Gamma = \left(\frac{d\Gamma}{dy}\right) dy \text{ (II.30)}$$

- le tourbillon libre d'intensité $d\Gamma$ va induire une vitesse dw au point y_0

En utilisant la loi de Biot-Savart et la relation (II.27) ou l'on remplace :

Γ par $d\Gamma = \left(\frac{d\Gamma}{dy}\right) dy$, et h par $(y_0 - y)$.

- On obtient la vitesse induite élémentaire au point y_0 produite par le tourbillon libre d'intensité $d\Gamma$ passant par y :

$$dw = - \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy}\right) dy}{4\pi(y_0 - y)} \text{ (II.31)}$$

- La vitesse totale induite en y_0 par l'intégralité de la couche tourbillonnaire libre de $-b/2$ à $b/2$ correspond à :

$$w(y_0) = - \frac{1}{4\pi} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy}\right) dy}{(y_0 - y)} \text{ (II.32)}$$

Conformément à la figure (II.) on écrit : $\tan \alpha_i = \frac{w}{V_\infty}$

Par conséquent, en un point y_0 on a :

$$\alpha_i(y_0) = \tan^{-1} \left(\frac{-w(y_0)}{V_\infty} \right) \text{ (II.33)}$$

D'où l'expression de l'angle d'incidence induit en fonction de la distribution de la circulation s'exprime comme suit :

$$\alpha_i(y_0) = \frac{1}{4\pi V_\infty} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy}\right) dy}{(y_0 - y)} \text{ (II.34)}$$

L'angle d'attaque effectif varie le long de la ligne portante suivant la relation :

$$\alpha_{eff} = \alpha_{eff}(y_0) \text{ (II.35)}$$

Le coefficient de portance C_L localisée à $y = y_0$ est donnée par la relation :

$$C_L = 2\pi[\alpha_{eff}(y_0) - \alpha_{L=0}] \quad (\text{II.36})$$

$\alpha_{L=0}$: angle de portance nulle.

D'après la définition de coefficient de portance et la loi de Kutta-Joukowski, la force de portance locale en une section se trouvant à y_0 est :

$$C_L = \frac{2\Gamma(y_0)}{V_\infty c(y_0)} \quad (\text{II.37})$$

Par substitution de (II.37) dans (II.36) on obtient :

$$\alpha_{eff} = \frac{\Gamma(y_0)}{V_\infty \pi c(y_0)} + \alpha_{L=0} \quad (\text{II.38})$$

Par substitution de (II.38) et de (II.34) dans (II.35) on obtient **l'équation fondamentale de la ligne portante de Prandtl.**

$$\alpha(y_0) = \frac{\Gamma(y_0)}{V_\infty \pi c(y_0)} + \alpha_{L=0}(y_0) + \frac{1}{4\pi V_\infty} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\left(\frac{d\Gamma}{dy}\right)}{(y_0 - y)} dy \quad (\text{II.39})$$

Une fois l'inconnue $\Gamma = \Gamma(y_0)$ est obtenue elle permettra de connaître :

1. La répartition de la portance d'après Kutta-Joukowski : l'envergure

$$L'(y_0) = \rho_\infty V_\infty \Gamma(y_0) \quad (\text{II.40})$$

2. La force de portance totale par l'intégration de (II.40) sur toute l'envergure :

$$L = \rho_\infty V_\infty \int_{-b/2}^{+b/2} \Gamma(y) dy \quad (\text{II.41})$$

3. La traînée induite obtenue grâce à la figure (II.):

$$D_i' = L_i' \sin \alpha_i = L_i' \alpha_i \quad (\text{II.42})$$

Par substitution de L_i' et l'intégration sur toute l'envergure on aura :

$$D_i = \rho_\infty V_\infty \int_{-b/2}^{+b/2} \Gamma(y) \alpha_i(y) dy \quad (\text{II.43})$$

4. Le coefficient de traînée induite :

$$C_{Di} = \frac{D_i}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty S} = \frac{2}{V_\infty S} \int_{-b/2}^{+b/2} \Gamma(y) \alpha_i(y) dy \quad (\text{II.44})$$

CHAPITRE IV

FORMULATION MATHÉMATIQUE

IV.1 Introduction

Tous les écoulements rencontrés en pratique deviennent instables à partir d'un certain nombre de Reynolds ($Re = U c / \nu$) où U et c sont une vitesse et c une longueur caractéristiques de l'écoulement moyen et ν la viscosité cinématique du fluide.

Aux faibles nombres de Reynolds, l'écoulement est laminaire tandis qu'à des nombres de Reynolds élevés, les écoulements deviennent turbulents.

Dans des cas plus complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de techniques de CFD (Computational Fluid Dynamics) comme la méthode des volumes finis par exemple. Cependant, la plupart sinon la totalité des écoulements dans les applications pratiques sont turbulents et de ce fait l'étude de l'écoulement turbulent n'est pas uniquement d'ordre théorique. En ingénierie, il est donc indispensable de disposer de méthodes et modèles permettant de tenir compte des effets de la turbulence [4].

Comme on pourra le constater ultérieurement, la décomposition de Reynolds a permis d'écrire un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème. Cependant, on introduit à chaque étape des inconnues supplémentaires. Il s'agit alors de fermer le problème, en introduisant des modèles pour les inconnues supplémentaires afin de représenter certaines caractéristiques de l'écoulement [17].

IV.2 Description de la turbulence

Le nombre de Reynolds d'un écoulement donne une mesure de l'importance relative des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il a été observé expérimentalement que pour des conditions aux limites stationnaires, l'écoulement est stationnaire au-dessous d'un nombre de Reynolds appelé nombre de Reynolds critique (Re_c). Pour des nombres de Reynolds supérieurs à (Re_c), une série de phénomènes apparaissent et changent les caractéristiques de l'écoulement du fluide. Le mouvement des particules de fluides devient instationnaire même lorsque les conditions aux limites sont stationnaires.

Les propriétés du fluide varient alors d'une manière aléatoire et le régime d'écoulement est appelé régime d'écoulement turbulent [13].

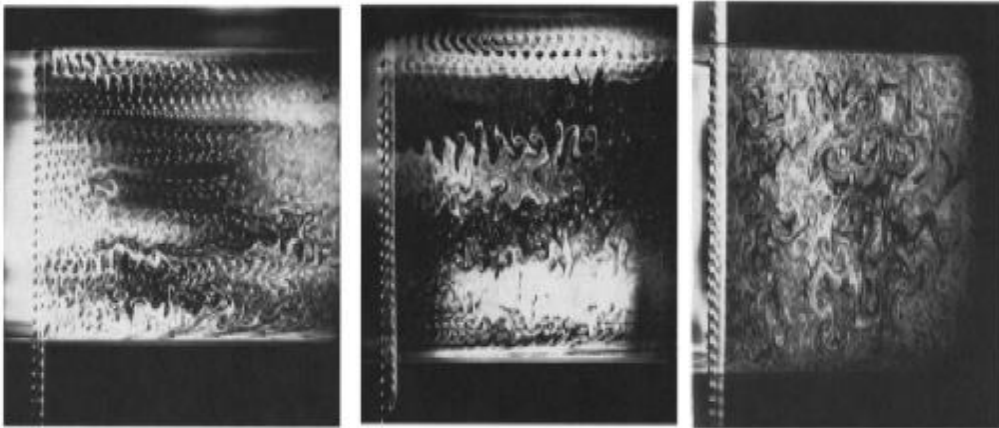


Figure (IV.1): visualisations d'écoulement turbulent.

Les simulations numériques sont pratiques et permettent d'avoir accès à des informations souvent non disponibles par l'expérience. Actuellement il existe trois principales méthodes de simulation d'un écoulement turbulent :

- La simulation numérique directe (D.N.S) dans laquelle on cherche à représenter l'atotalité des phénomènes physiques.
- La simulation moyennée (R.A.N.S) dans laquelle on considère seulement les équationsmoyennées du mouvement.
- La simulation des grandes échelles (LES) dans laquelle on représente seulement lesplus gros tourbillons en fonction du temps.

IV.3Modélisation statistique (R.A.N.S : Reynolds Average Navier Stokes

Afin d'étudier des écoulements turbulents complexes, l'approche statistique de la turbulence est utilisée. Elle consiste à décomposer chaque grandeur instantanée des équations des Navier-Stokes, en une grandeur moyenne $\bar{\phi}$ et une fluctuation turbulente ϕ' [16].

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \text{ (IV.1)}$$

Les équations de Navier-Stokes étant non linéaires, cette opération fait apparaitre de nouveaux termes qui traduisent l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen. Lesystèmeà résoudre comporte alors plus d'inconnues que d'équations, d'ou la nécessité d'utiliser des modèles de fermeture pour le fermer.

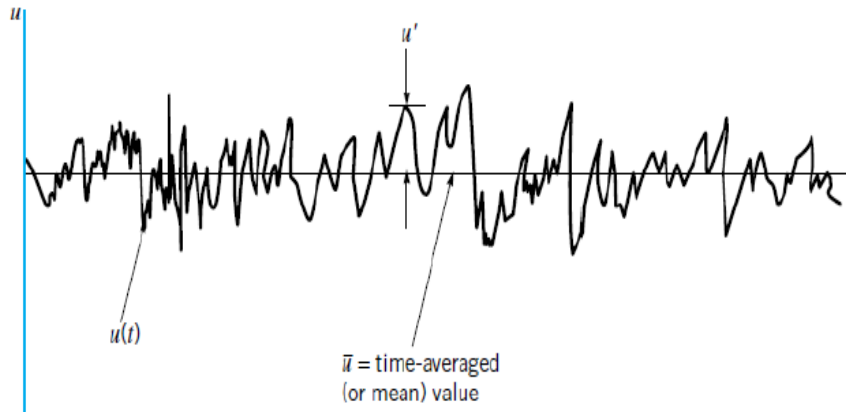
IV.3.1Décomposition en valeurs moyennes et fluctuations

IV.3.1.1Décomposition à la Reynolds

La moyenne dans le temps de la vitesse est définie comme

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u \, dt = \bar{u} \quad (\text{IV.2})$$

$$u = \bar{u} + u'$$



Figure(IV.2) : Description d'un paramètre de la turbulence
Moyenne \bar{u} , fluctuation u' .

La moyenne de la fluctuation est nécessairement nulle ; autrement dit [6] :

$$\bar{u}' = 0 \quad (\text{IV.3})$$

Soit deux quantités turbulentes $F = \bar{F} + F'$, $G = \bar{G} + G'$ ou $\bar{F}' = \bar{G}' = 0$, on peut confirmer que les moyennes ont les propriétés suivantes [6] :

$$\overline{F + G} = \bar{F} + \bar{G}$$

$$\overline{FG} = \bar{F}\bar{G} + \overline{F'G'}$$

$$\overline{\bar{F}G} = \bar{F}\bar{G}$$

$$\frac{d\bar{F}}{dx_i} = \frac{d\bar{F}}{dx_i}$$

$$\overline{FF'} = 0$$

$$\overline{FG} = \overline{(F + F')(G + G')} = \bar{F}\bar{G} + \overline{F'G'}$$

$$\frac{d \overline{FG}}{dx_i} = \frac{d FG}{dx_i} + \frac{d \overline{G'F'}}{dx_i}$$

IV.3.1.2 Equation de Navier-Stokes compressible

Un écoulement, même lorsqu'il devient turbulent, continue d'obéir aux équations de Navier-Stokes. En effet, le cadre de la mécanique des milieux continus reste valable puisque les échelles mises en jeu sont plus grandes que l'échelle moléculaire. Ce sont donc les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie qui régissent cet écoulement [16].

$$a) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \text{ (IV.4)}$$

$$b) \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \text{ (IV.5)}$$

$$c) \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial q_j}{\partial x_i} \text{ (IV.6)}$$

Avec

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} ; \quad \tau_{ij} = 2 \mu s_{ij} + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} ; \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Dans ce système d'équations, l'énergie totale par unité de masse s'exprime à partir de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique selon la relation [17]:

$$E = e + \frac{1}{2} u_i u_i$$

L'application de la décomposition de Reynolds aux équations Navier-Stokes compressibles conduit à un système d'équations pour le champ moyen qui n'est pas formellement identique aux équations du départ.

C'est pourquoi on adopte la décomposition de Favre, basée sur des moyennes pondérées par rapport à la masse volumique.

IV.3.1.3 Décomposition à la Favre

Les grandeurs instantanées des équations des Navier-Stokes, sont aussi décomposées en une grandeur moyenne $\tilde{\phi}$ et une fluctuation turbulente ϕ'' , telle que :

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \quad (\text{IV.7})$$

Avec

$$u''_i = u'_i - \frac{\overline{\rho' u'_i}}{\bar{\rho}} \quad (\text{IV.8})$$

$$u''_i = 0 \quad (\text{IV.9})$$

Et la moyennée dans le temps de la vitesse est définie comme :

$$\tilde{u}_i = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i \rho dt \quad (\text{IV.10})$$

En introduisant des décompositions semblables pour toutes les variables, on aboutit aux équations de Navier-Stokes compressibles moyennées.

IV.3 Equations de Navier-Stokes moyennées

Les équations de Navier-Stokes moyennées sous forme conservative sont [16]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{IV.11})$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{\tau}_{ij} - \overline{\rho u''_i u''_j}] \quad (\text{IV.12})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u''_i u''_i}}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u''_i u''_i}}{2} \right] =$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\bar{q}_j - \overline{\rho u''_j h''} + \overline{u''_i \tau_{ij}} - \overline{\rho u''_j \frac{1}{2} u''_i u''_i} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{u}_i (\tilde{\tau}_{ij} - \overline{\rho u''_j u''_i})] \quad (\text{IV.13})$$

t : représente le temps.

x : la position en coordonnée cartésienne.

τ_{ij} : Le tenseur des contraintes visqueuses.

$-\overline{\rho u''_i u''_j}$: Le tenseur des contraintes de Reynolds.

δ_{ij} ; Le symbole de Kronecker.

h : L'enthalpie de l'écoulement.

La résolution exacte des équations de Navier-Stokes demeure encore très difficile et très coûteuse en temps, malgré les avancées technologiques observées sur la puissance des calculateurs [17].

IV.3 Flux de chaleur turbulente

Dans le modèle présent le flux de chaleur turbulente est fermé avec un simple modèle de type gradient:

$$q_{Tj} = \overline{\rho u''_j h''} = -\frac{\mu_T c_p}{P_{rT}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = -\frac{\mu_T}{P_{rT}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \quad (\text{IV.14})$$

Avec

μ_T : Viscosité tourbillonnaire.

c_p : est la capacité calorifique en pression constante.

P_{rT} : Le nombre de Prandtl turbulent.

Dans notre cas on a pris $P_{rT} = 0.9$.

IV.4 Tenseur des contraintes de Reynolds

Souvent modélisé à l'aide de l'approximation de Boussinesq.

$$\bar{\rho} \tau_{Rij} = -\overline{\rho u''_i u''_j} = 2 \mu_T \left(\widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (\text{IV.15})$$

IV.5 Modèles de fermeture de la turbulence

La modélisation de la turbulence est une procédure numérique qui est nécessaire pour fermer le système d'équations moyennées du champ dynamique. Les modèles les plus utilisés, sont basés sur les équations de Reynolds et sont classés en fonction du nombre d'équations supplémentaires ajoutées pour fermer le système, par exemple :

Modèles à zéro équation, modèles à longueur de mélange [1].

- Modèles à deux équations.
- Modèles à contraintes algébriques.
- Modèles aux tensions de Reynolds.

Dans le cadre de notre étude nous avons utilisé le code commercial Fluent offrant plusieurs modèles de fermeture. Nous développerons essentiellement, dans ce qui suit, un modèle du premier ordre à deux équations **k-ε** standard.

Le code de calcul Fluent propose plusieurs méthodes de fermeture (les modèles à deux équations de transport) dont on cite quelques uns [1]:

- Le modèle **k-ε** et ses variantes.
- Le modèle de turbulence **k-ω**.
- Le modèles Spart-Allmars.

IV.6.1 Modèle **k-ε**

Le modèle **k-ε** est le plus simple des modèles complets dits à deux équations. Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente (loin des parois). Il est basé sur l'hypothèse de **Boussinesq**. Fluent propose trois modèles :

- Le modèle **k-ε** standard.
- Le modèle **k-ε** RNG.
- Le modèle **k-ε** réalisable.

C'est le modèle de turbulence le plus utilisé, il a été proposé par **Launder et Spalding**[15] C'est un modèle semi empirique. Deux équations de transport sont utilisées une pour l'énergie cinétique de turbulence et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique [1].

Equation de transport pour K

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{IV.16})$$

Equation de transport pour le taux de dissipation ε

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (\text{IV.17})$$

Viscosité tourbillonnaire

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{IV.18})$$

IV.6.2 Les constantes du modèle k-ε standard

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques. Cela constitue une faiblesse du modèle bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs.

Les valeurs utilisées par défaut dans le code Fluent sont :

$$C_{\epsilon 1} = 1.44, C_{\epsilon 2} = 1.92, C_{\mu} = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_{\epsilon} = 1.3$$

CHAPITRE V

RESOLUTION NUMERIQUE

L'utilisation de logiciels pour la résolution de problèmes physiques est de nos jours très fréquent. En effet, dans la plus part des ces problèmes, surtout la résolution de phénomènes (les écoulements, transfert de chaleur, rayonnement, changement de phase...) couplés à la mécanique des fluides n'est possible que sous certaines hypothèses simplificatrices qui ne permettent pas de faire une étude plus réelle des phénomènes physiques observés expérimentalement.

Les calculs numériques ont été menés à l'aide du code de calcul GAMBIT et de " FLUENT ANSYS " Version 14.0.0. Nous présentons les détails de la démarche de résolution de notre problème.

V.1 Présentation générale du code Gambit

La fenêtre de travail de Gambit comporte en haut à gauche un menu nommé « Operation »



comprenant les icônes suivantes : . La première icône sert à construire la **géométrie** du domaine de calcul, la seconde permet de **mailler** cette géométrie. La troisième icône permet de définir le type des différentes **zones** du maillage et en particulier d'appliquer les **conditions aux limites**. De manière assez logique, on utilise ces outils dans l'ordre où ils sont présentés ici.

Le menu consacré à la génération de la géométrie comporte les sous menus suivants :



qui permettent de créer respectivement des points, des segments, des faces et des volumes. On peut accéder à différents sous menus pour chacun de ces éléments en cliquant droit sur ces icônes.



Le sous menu du menu maillage comporte les éléments suivants : Ils permettent de définir des couches limites, de mailler un segment, de mailler une face et de mailler un volume.



Enfin, le sous menu « Zone » fait apparaître les deux icônes .

La première permet d'appliquer les conditions aux limites en ayant auparavant choisi le solveur adéquat qui sera utilisé par la suite (dans notre cas il s'agit de Fluent 5/6). La seconde

permet de spécifier si une zone du maillage est une zone fluide ou solide (par défaut toutes les zones sont constituées de fluide).

V.2Création de la géométrie 2-D, 3-D

L'organigramme de création la géométrie d'un profil d'aile dans notre travail, par le Gambit, est présenté sur la (figure V.I)



Figure (V.I) : Le processus de création de la géométrie dans le GAMBIT.

V.2.1 Créer les coordonnées du profil

Puisque la géométrie d'aile est définie par un ensemble de points, La géométrie du profil est définie par une centaine de points pour l'extrados. La liste des coordonnées a été dérivée par les équations programmées dans le MATLAB.

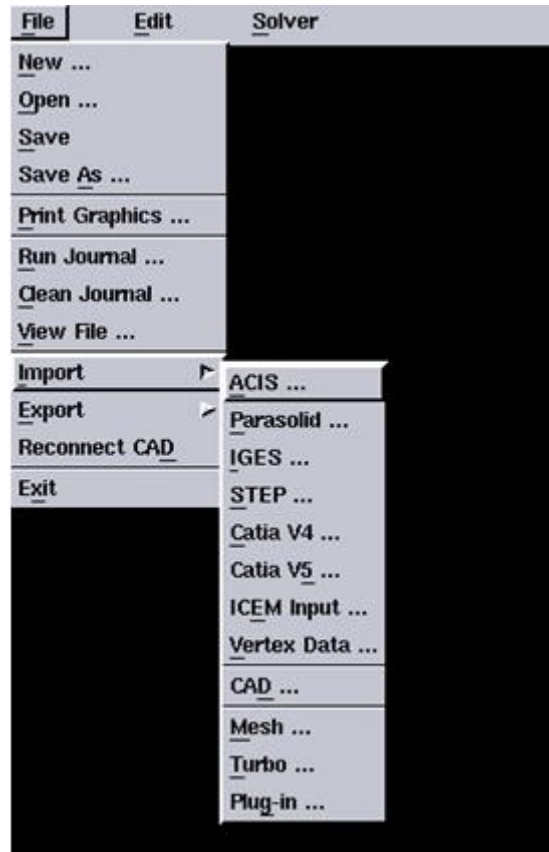
Les coordonnées doivent être dénombrées dans un document de texte.

Fichier	Edition	Format	Affichage	?
0.000000		0.000000	0.000000	
0.010000		0.016965	0.000000	
0.020000		0.023501	0.000000	
0.030000		0.028288	0.000000	
0.040000		0.032152	0.000000	
0.050000		0.035412	0.000000	
0.060000		0.038235	0.000000	
0.090000		0.044900	0.000000	
0.100000		0.046678	0.000000	

Figure(V.2) : Forma des coordonnées qui peuvent être lus dans le GAMBIT.

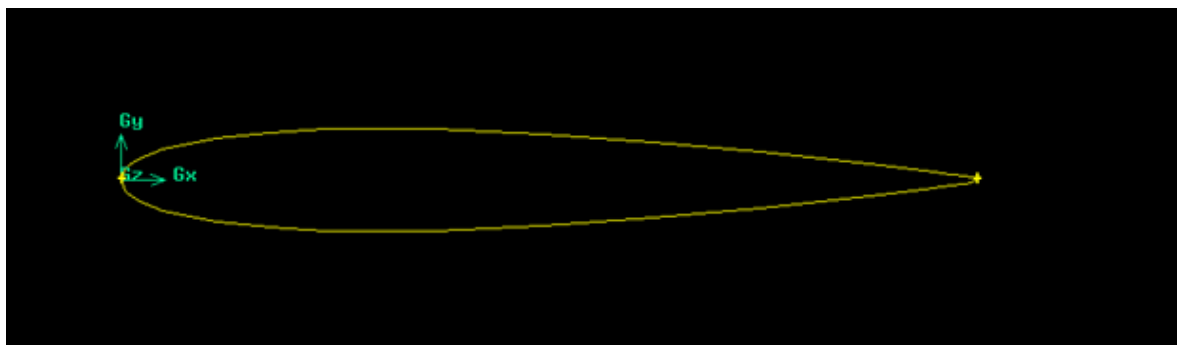
V.2.2 Importation des coordonnées

On importe les points définissant le profil dans le GAMBIT. Ceci est effectué en choisissant le chemin suivant : **file** → **Import** → **Vertex Data...** voir la (Figure V.3)



Figure(V.3) : Processus d'importation des coordonnées dans le GAMBIT.

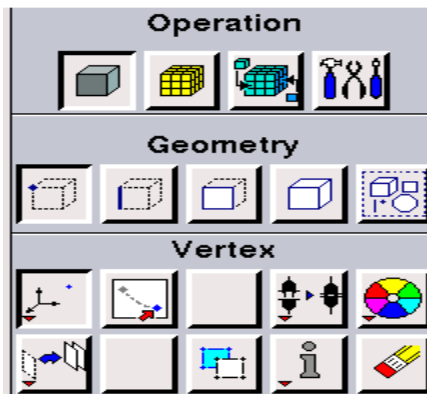
Après avoir connecté tous les points on obtient la situation suivante :



Figure(V.4) : Géométrie du profil importé.

V.3 Domaine de calcul : forme CH

La géométrie externe du maillage doit maintenant être créée. Ceci est obtenu en choisissant le bouton Vertex sous **GeometryOperation**, en suite en choisissant le bouton **Create Vertex** pour faire créer les points des frontières.

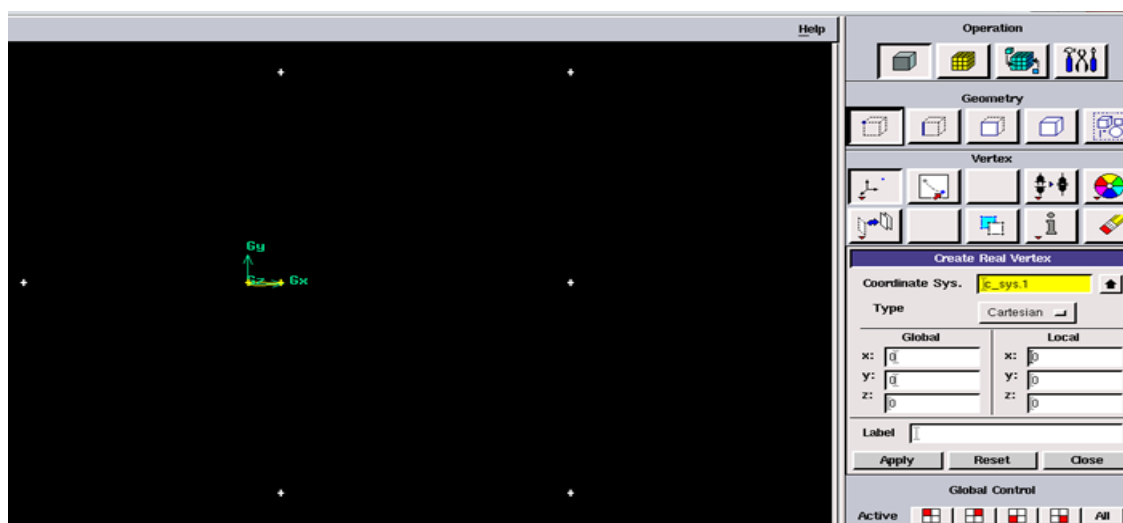


Figure(V.5): Fenêtres création des points du domaine.

Dans les configurations d'écoulements autour de profils isolés, les maillages s'établissent de deux formes : type O ou type CH. L'utilisation de l'un ou de l'autre dépend fondamentalement du bord de fuite du profil à étudier, puisque au bord d'attaque courbé et épais, le maillage va toujours présenter la forme CH (figure III.1). Si le bord de fuite a aussi un rayon de courbure, alors le maillage se ferme en forme de O, en revanche, avec un bord de fuite effilé, le maillage quitte le profil de façon rectiligne.

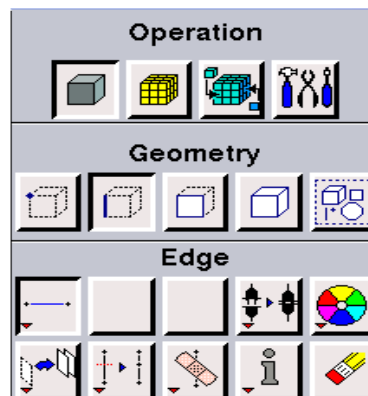
Le domaine de résolution est de forme CH de longueur $17c$ (c : corde de l'aile) et de largeur $16c$. Le domaine en « C » qui s' tend selon la direction du profil (direction des x) de $-7c$ Jusqu'à $+1c$ et selon la direction normale au profil (direction des y) de $-8c$ à $+8c$.

Nous précisons que l'origine du repère cartésien est prise au bord d'attaque du profil.

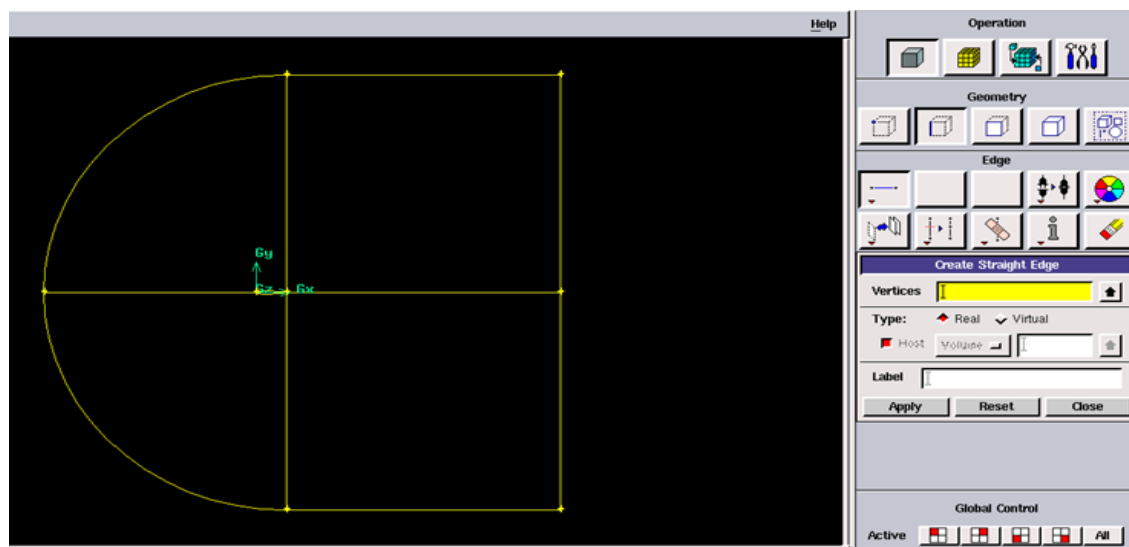


Figure(V.6) : Points des frontières du domaine.

Ces points doivent être reliés pour créer la structure qui doit être formée. On commence par sélectionner le bouton **GeometryOperation** → **Edge** ensuite → **CreateEdge**.



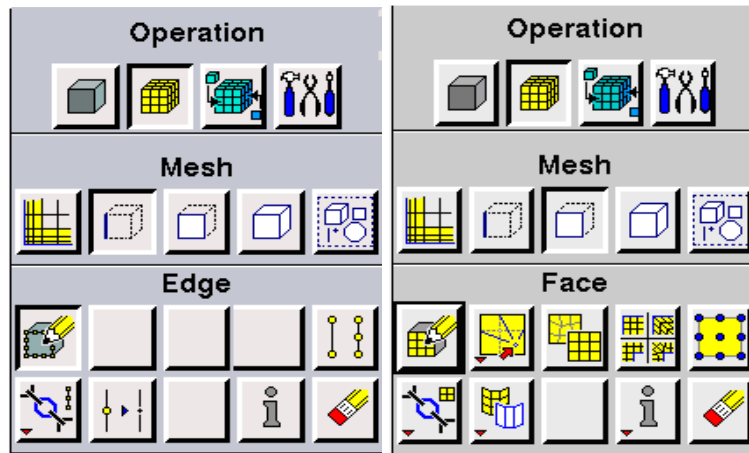
Figure(V.7): Fenêtres création des lignes du domaine.



Figure(V.8) : Lignes des frontières du domaine.

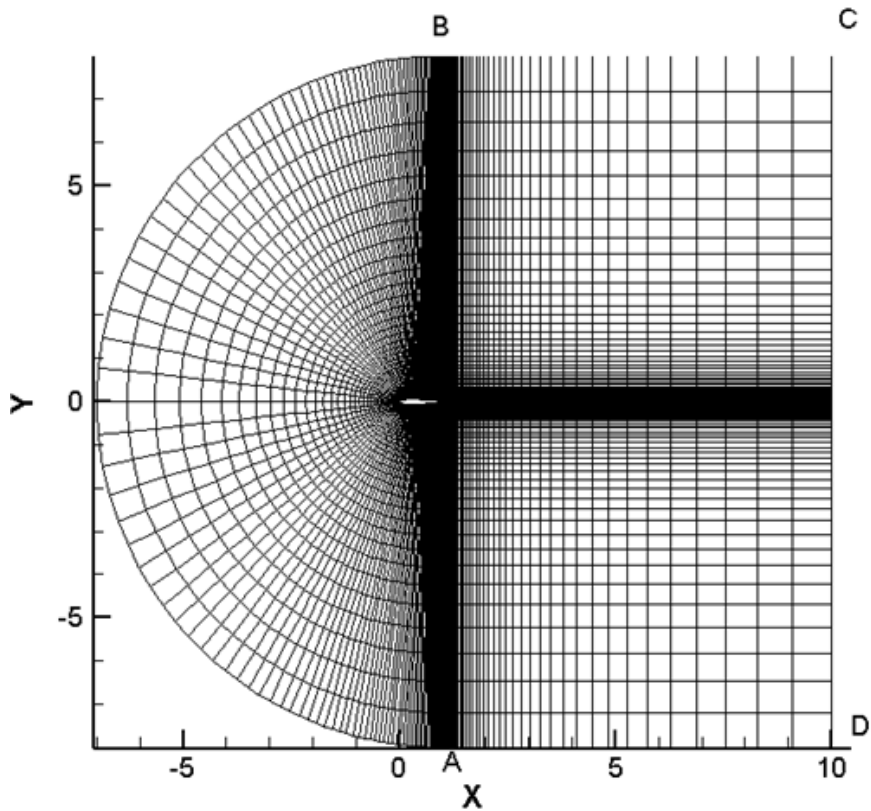
V.4 Maillage et Topologie de maillage

Gambit permet de générer des maillages triangulaires, quadrangulaires ou mixtes. Nous choisirons de générer un maillage composé uniquement de quadrangles. Pour mailler la structure, on procède par sélectionner les boutons **MeshOperation** → **MeshEdge** en suite → **Mesh Faces**.



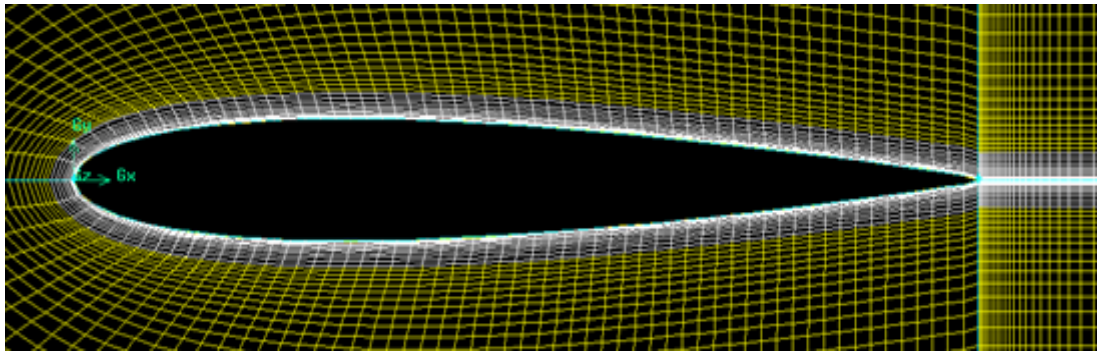
Figure(V.9) :Fenêtres du maillage des lignes et des faces.

Globalement le maillage à obtenir a l'allure suivante :



Figure(V.10) : Représentation général du maillage.

Si l'on se rapproche du profil, on observe ce type de maillage :



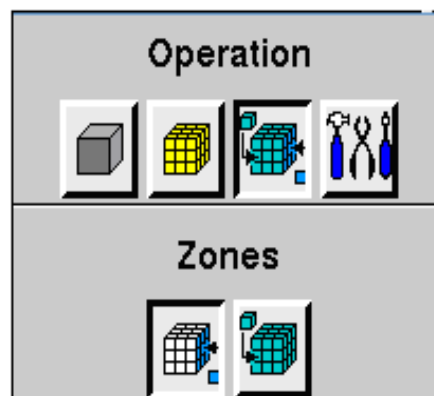
Figure(V.11) :Représentation du maillage de la couche limite.

V.5 Définition des conditions aux limites

Maintenant on peut définir les conditions aux limites puisque le maillage est complet.

Ceci est effectué en choisissant **Zone Operation** → **Specify Boundary Types** L'option **Types** est automatiquement réglée au mur (**wall**), on définit ainsi la frontière de l'aile d'abord, puisque une fois importée dans FLUENT, la localisation des zones désirées sera plus facile. Après, les **types** doivent être changés en **Pressure-far-field** (la Pression loin du champ).

Tous les bords qui composent cet état de frontière sont les bords externes du maillage. Finalement on doit définir le type de fluide utilisé qui est l'air dans notre cas. En choisissant le bouton **Zone Operation** → **Continuum Type**.



Figure(V.12) : Fenêtre des conditions aux limites.

Nous regroupons dans le tableau (V.1) les frontières imposées dans cette étude.

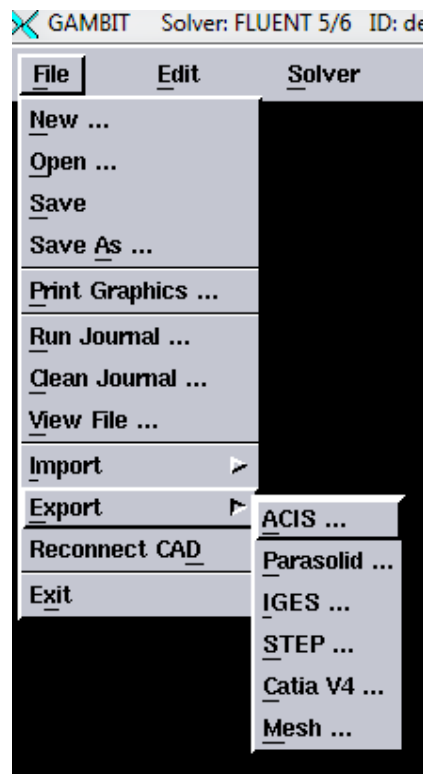
région	Condition
A, B, C, D	Pressure-far-field
Partie extrados	wall
Partie intrados	wall

Tableau (V.1): Frontières imposées de l'étude.

V.6 Exportation du maillage produit par GAMBIT

Une fois que la géométrie a été créée, que les conditions aux limites ont été définies, on exporte le maillage à FLUENT. En choisissant le chemin **file** → **Export** → **Mesh**, pour que le FLUENT soit capable de lire et de l'utiliser.

On doit, sauvegarder la session, et ensuite on ferme le GAMBIT.



Figure(V.13) :Processus d'exportation d'un maillage produit par GAMBIT.

V.7 L'aile Tridimensionnel

La géométrie de l'aile 3D ayant comme profil de base le NACA 0012 est déduite de celle de l'aile ONERA M6 (Figure V.14), conçue par le département d'aérodynamique de l'ONERA en 1972, afin d'obtenir une base de données expérimentales pour valider les études qui ont été faites dans le domaine d'écoulements tridimensionnels à haut nombre de Reynolds [31].

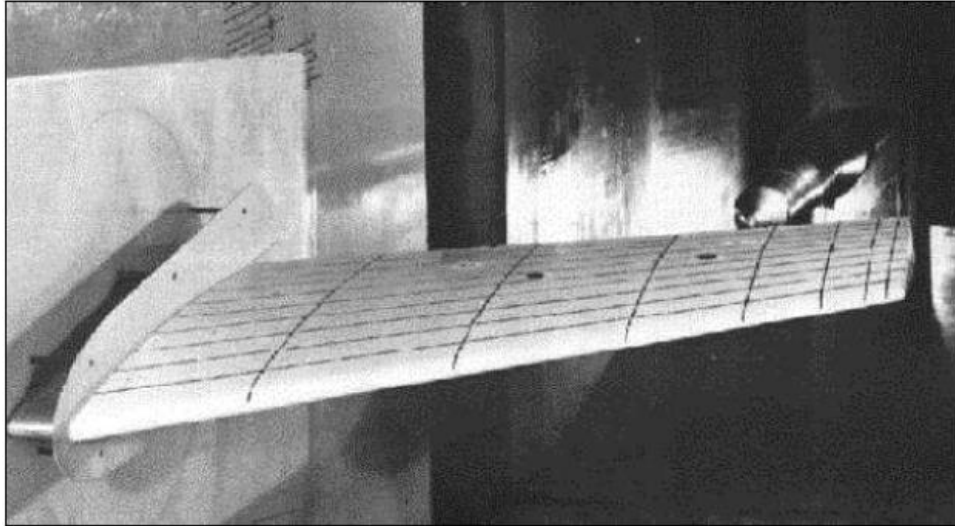


Figure (V.14): Aile ONERA M6.

Les caractéristiques géométriques de l'aile sont résumées dans la (table V.1) et les longueurs sont adimensionnées par rapport à la corde (Figure V.15).

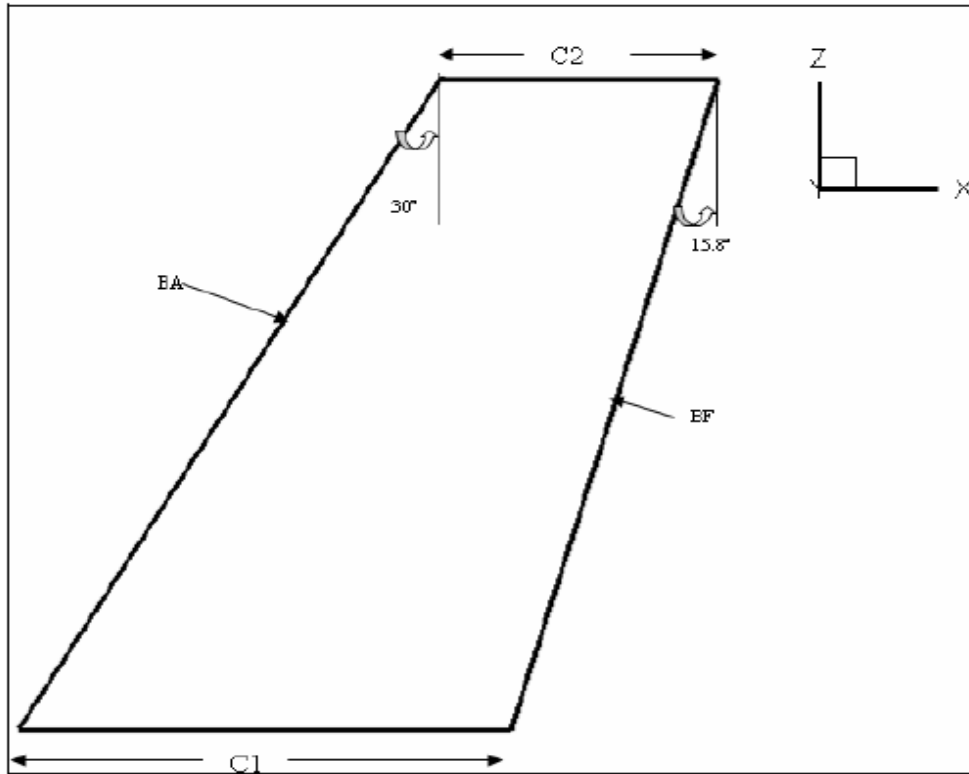
Demi-envergure (b/2) (Half-span)	1.4879
Allongement AR (Aspect Ration)	3.81
Effilement TR (Taper Ration)	0.562
L'angle de flèche au bord d'attaque (BA)	30 degrés
L'angle de flèche au bord de fuite (BF)	15.8 degrés
Petite corde	c=1
Grand corde	c=1.78

Table (V.1) : Les caractéristiques géométriques de l'aile 3D.

Où

$$AR = \frac{b^2}{S} \text{ (S est la surface en plan de l'aile), et } TR = \frac{c_1}{c_2}.$$

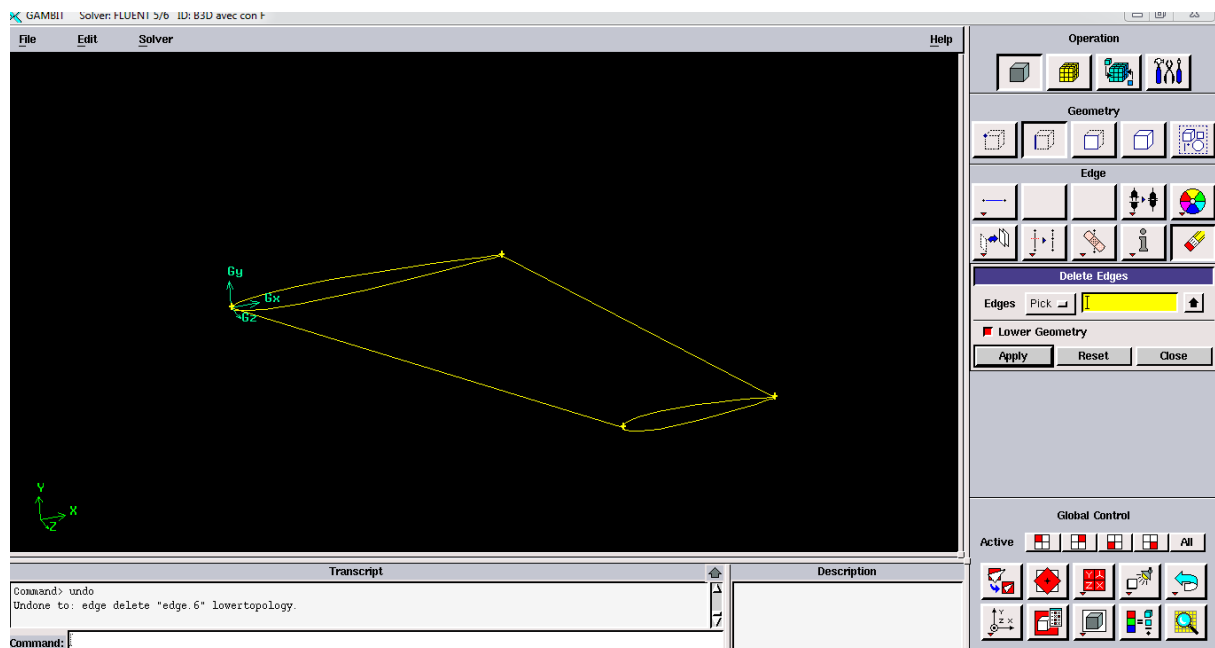
C1 et C2 désignent respectivement la corde de profil la base et la corde à l'extrémité de l'aile.



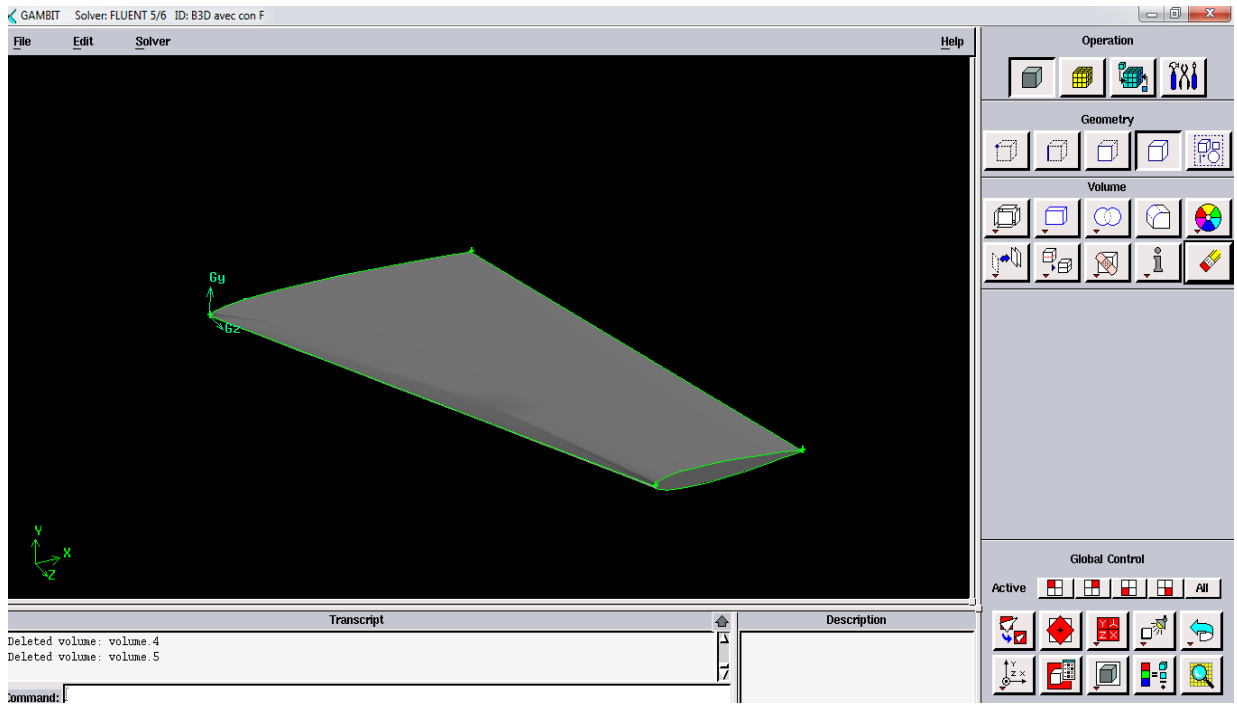
Figure(V.15):géométrie du profil NACA0012 (plan XZ).

Les mêmes étapes sont suivies pour la création de la géométrie 3D par le code GAMBIT

V.7.1 Création de la géométrie 3D par le GAMBIT



Figure(V.16): Lignes de la géométrie 3D.



Figure(V.17): Géométrie du profile 3D.

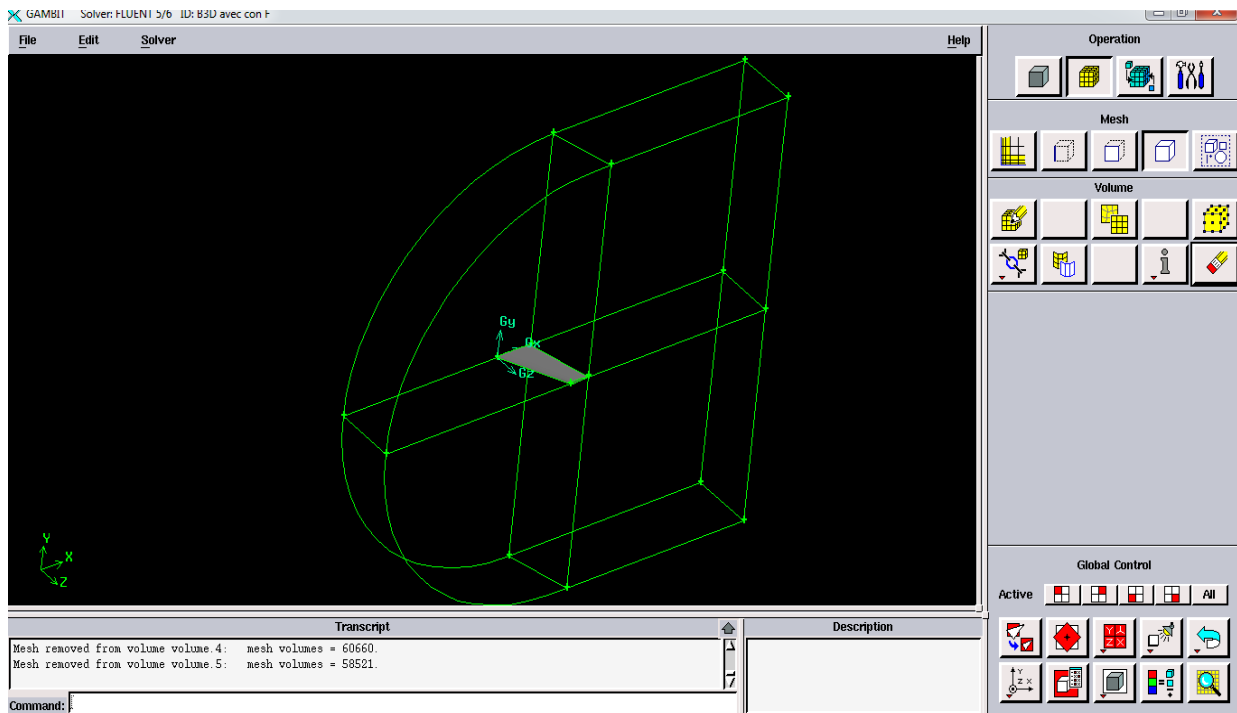
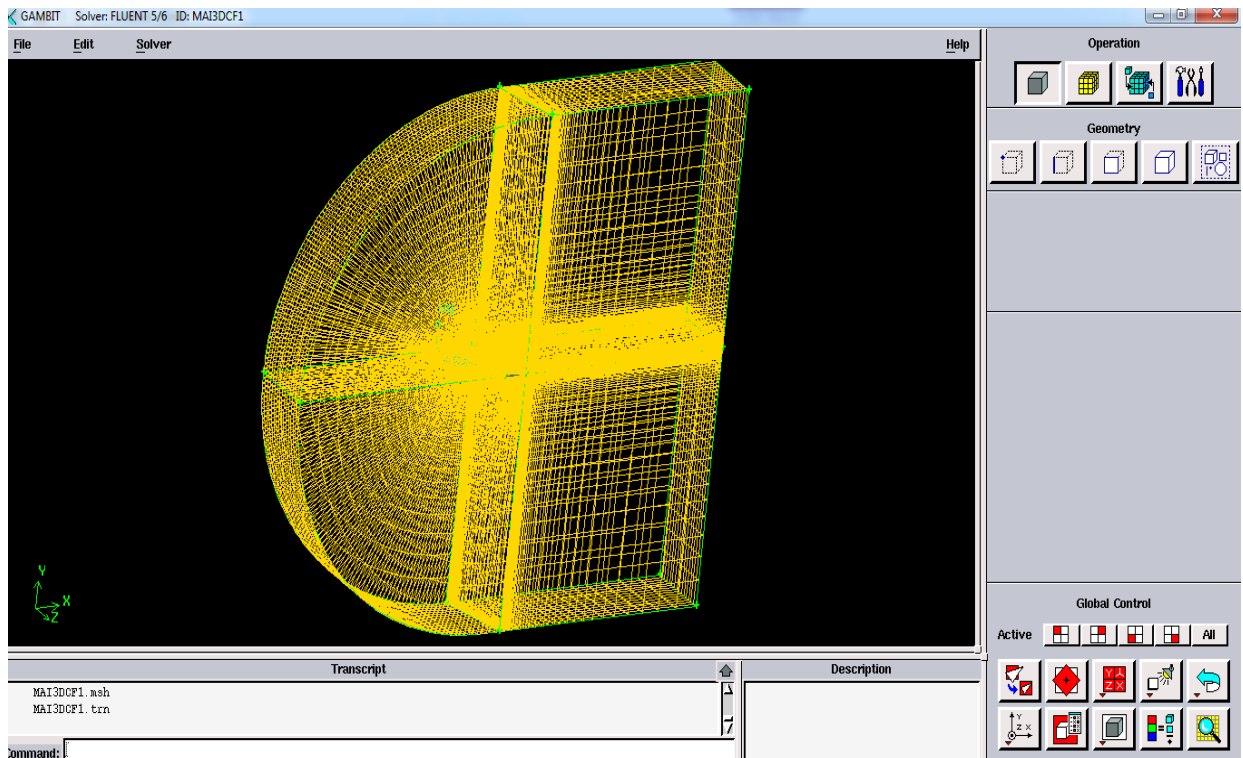


Figure (V.18): Frontière du domaine 3D.



Figure(V.19) : Représentation générale du maillage.

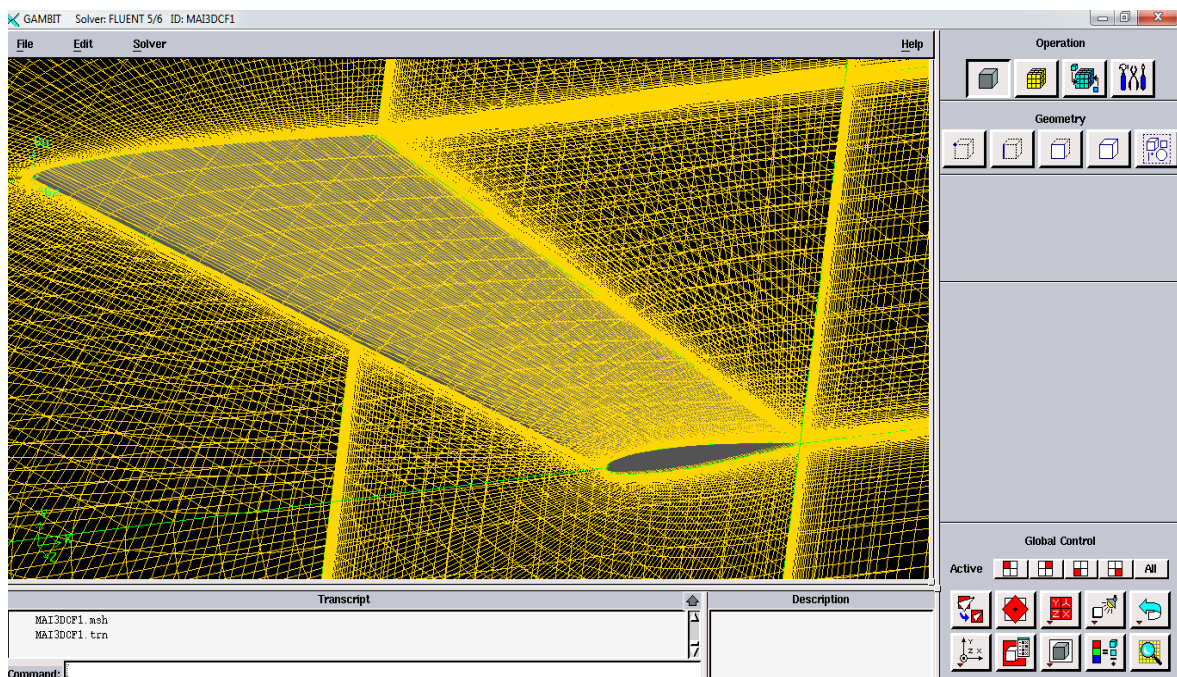


Figure (V.20): Représentation du maillage du profil 3D.

V.8 Description du code FLUENT

Fluent est un logiciel « d'état de l'art », capable de simuler les écoulements des fluides même pour des domaines à géométries complexes. Une interface interactive permet l'accès de l'utilisateur aux fonctions exigées pour le calcul de la solution et l'affichage des résultats [25]. Les équations gouvernant le comportement du fluide peuvent être résolues à l'aide des différents modèles physiques en régime incompressible ou compressible, non visqueux ou visqueux, laminaire ou turbulent, etc.

Les équations différentielles décrivant les variations des variables de l'écoulement telles que les vitesses U_i , l'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation spécifique ω ou ε , peuvent être écrites sous la forme générale suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \phi U) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (\text{V.1})$$

ϕ : représente une variable dépendante générale qui peut être la vitesse U , l'énergie cinétique de turbulence k , le taux la dissipation ε .

Γ_ϕ : est le coefficient de diffusion de la propriété ϕ .

S_ϕ : est le terme de source.

La discrétisation des équations différentielles permet de transformer ces équations différentielles en équations algébriques où les variations continues des variables de l'écoulement sont représentées par des valeurs à des points discrets. Les locations discrètes dans l'espace sont représentées par des points nodaux choisis dans une maille numérique qui subdivise le domaine de l'écoulement.

La procédure de discrétisation fait des approximations aux dérivées spatiales des variables de l'écoulement présent dans l'équation différentielle (V.1), à chaque nœud du maillage, en fonctions algébriques des variables dans le nœud considéré et les nœuds en son voisinage. D'après **Lauderet al** [15], la discrétisation se fait en suivant l'une des approches suivantes :

- Méthode des différences finies.
- Méthodes des volumes finis.
- Méthodes des éléments finis.
- Méthodes spectrales.

Toutes ces méthodes permettent en général la résolution de problèmes formalisés par des équations différentielles aux dérivées partielles sur un domaine D déterminé. Le

domaine discrétisé sera caractérisé par un certain nombre de points nodaux où les fonctions inconnues seront évaluées.

Fluent est un code commercial basé sur la méthode des volumes finis décrite ci-dessous.

V.8.1 Méthode des volumes finis

En écoulement stationnaire l'équation de transport d'une variable ϕ , du problème s'écrit dans un système de coordonnées cartésiennes sous la forme générale suivante :

$$\text{div}(\rho\phi v) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) + S_\phi \quad (\text{V.2})$$

Le premier membre de l'équation représente le terme convectif, dans le second membre sont représentés respectivement le terme de diffusion et le terme source. Γ_ϕ , est un coefficient de diffusion associé à la variable.

En intégrant l'équation (V.1) sur un volume de contrôle et en appliquant le théorème de la divergence on aboutit à l'équation suivante.

$$\int (\rho\phi v) n \cdot dA = \int (\Gamma_\phi \nabla_\phi) n \cdot dA + \int S_\phi dv \quad (\text{V.3})$$

A Δv

Où Δv est le volume de contrôle et A son contour, surface fermée composée de facettes élémentaires notées f .

$$\sum_f \rho_f \phi_f (V \cdot n) = \sum_f \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_f \cdot A_f + \overline{S_\phi} \Delta V \quad (\text{V.4})$$

Où n est le vecteur normal à la surface A et $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ est le gradient de la variable scalaire perpendiculaire à la face f .

V.9 Méthodes de discrétisation

V.9.1. Schémas de discrétisations spatiale

Parmi les schémas de discrétisation on distingue classiquement les schémas centrés et les schémas décentrés. Les premiers sont construits mathématiquement en cherchant à satisfaire

un certains nombres de conditions (précision, stabilité...). Les schémas décentrés sont construits en tenant compte de la physique en particulier du sens de propagation de l'écoulement [32].

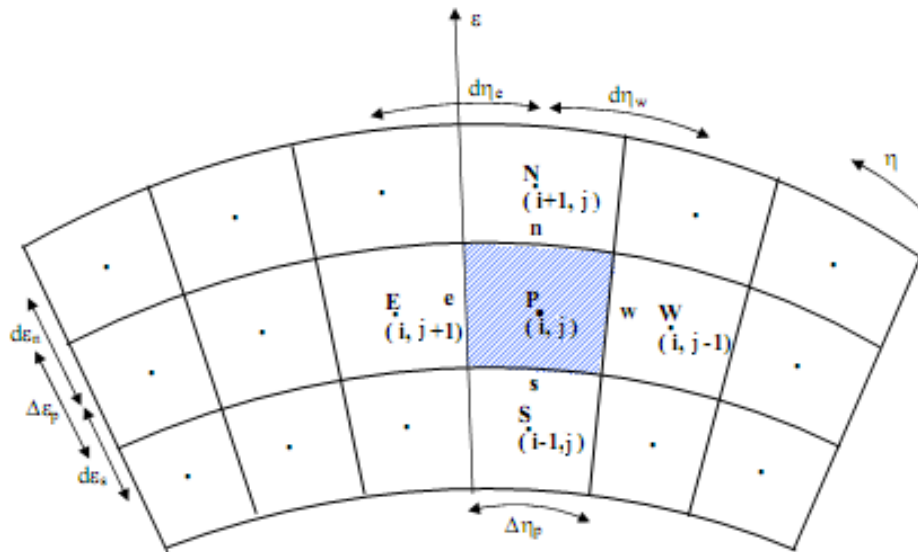


Figure (V.21): Volumes de contrôle utilisés pour illustrer la discrétisation.

Les différents schémas de discrétisation sont :

- Schéma aux différences centrées.
- Schéma aux différences avant du premier ordre.
- Schéma aux différences avant du second ordre (SOU ou LUDS).
- Schéma hybride.
- Schémas à haute précision.
- QUICK.

V.9.2 Couplage Vitesse – Pression

Les équations de transport pour les composantes de la vitesse ont comme terme source principale le gradient du champ de pression, de sorte que si le champ de pression

serait connue le processus de discrétisation des équations de mouvement serait identique à n'importe quelle autre variable scalaire.

$$a_i u_i = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} - (P_{i+1/2} - P_{i-1/2}) A_i + b_i \quad (V.5)$$

Malheureusement, le champ de pression devrait être aussi obtenu généralement comme partie de la solution du problème. Si l'écoulement est compressible, l'équation de continuité peut être utilisée comme équation de transport pour la masse volumique, et l'équation d'énergie fournit une équation de transport pour la température, de sorte que la pression peut être obtenue à partir de l'équation d'état correspondante. En revanche, si l'écoulement est incompressible la masse volumique est constante, et n'est pas reliée à la pression. De ce fait les équations de quantité de mouvement sont fortement couplées et on ne dispose pas d'équation de transport pour la pression. Si le champ de pression appliqué est correct, le champ de vitesse déduit des équations de quantité de mouvement satisfera l'équation de continuité.

V.9.3 Paramètres de corole de la convergence.

V.9.3.1 Facteur de sous relaxation

A cause de non linéarité des équations résolues, il est possible, pour atténuer les fluctuations de la solution, de réduire les variations des variables d'une itération à une autre en introduisant une sous-relaxation.

La sous relaxation peut-être écrite sous la forme générale suivante:

$$\begin{aligned}\phi_{n+1} &= \phi_n + \alpha \Delta\phi \\ \Delta\phi &= \phi_{cal} - \phi_n\end{aligned}$$

Ou

ϕ_n : Valeur de la variable ϕ à l'itération (n).

ϕ_{n+1} : Valeur de la variable ϕ à l'itération (n+1).

ϕ_{cal} : Valeur de la variable ϕ calculée au cours de l'itération (n+1).

α : Facteur de sous relaxation, sa valeur est comprise entre 0 et 1.

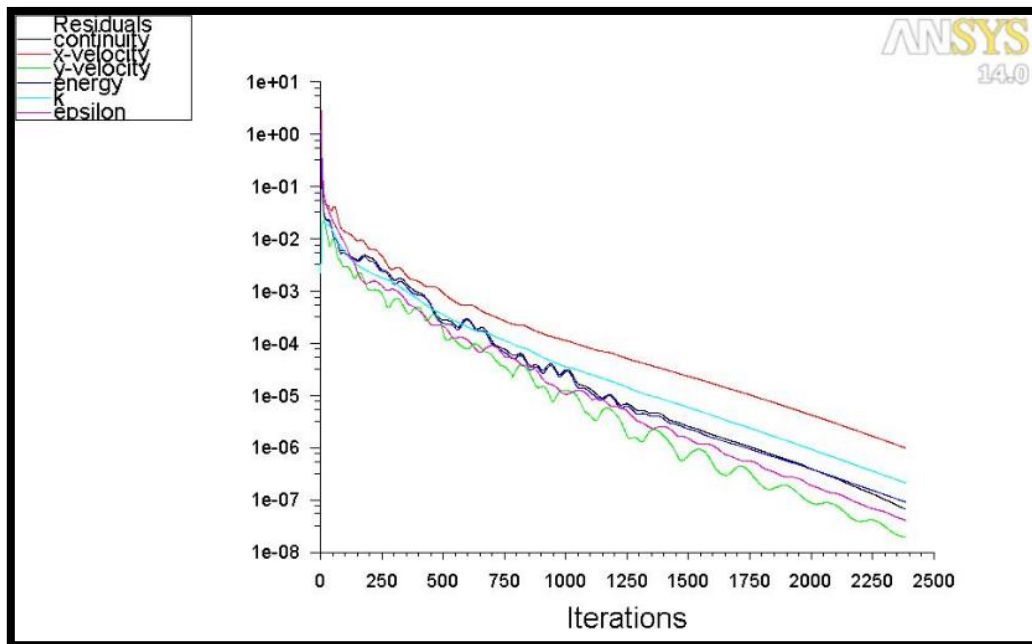
V.9.3.2 Test de convergence

La convergence est la propriété qui assure que la solution numérique tende vers la solution exacte des équations du système moyennant une erreur imposée au départ.

Parmi les tests de convergence existants nous avons:

- a) Evolutions des résidus

Sous Fluent la convergence est contrôlée suivant la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement. Le logiciel cessera les itérations lorsque tous les résidus calculés soient sous la valeur du critère de convergence imposée par l'utilisateur. Dans la (figure III.4) on montre l'évolution des résidus au cours des itérations d'un cas de calcul de cette étude. Les critères de convergences des résidus normalisés des variables dépendantes ont été fixés à 10^{-6} .



Figure(V.22) : Evolution des résidus.

b) Contrôle des valeurs des variables

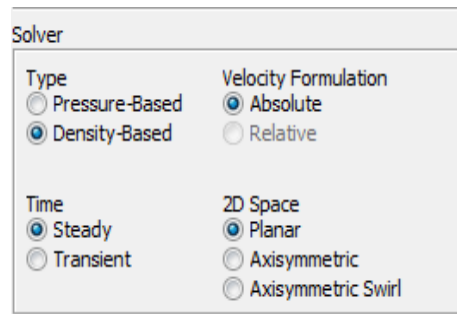
Le contrôle de la convergence s'effectue par le suivi de l'évolution des différentes variables ϕ aux points de contrôle choisis dans le domaine de calcul. Lorsqu'on n'obtient aucun changement significatif des valeurs de chaque variable indépendante ϕ (u , v , k , ω) au cours des itérations, alors la convergence est atteinte.

V.10 Notice d'utilisation de FLUENT

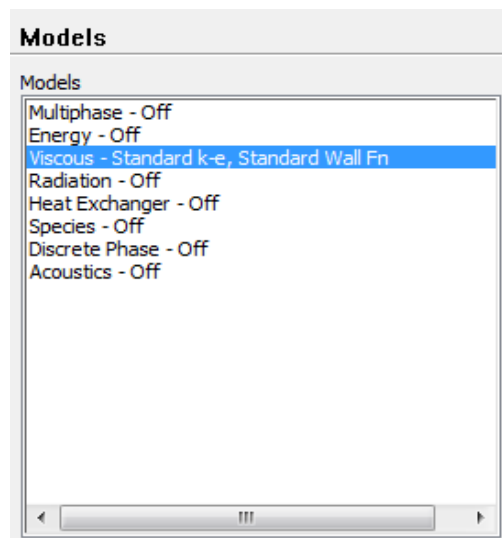
"Fluent" est un code de calcul qui permet de simuler les écoulements des fluides avec et sans transfert thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles structurées et non structurées, quelque soit la complexité de la géométrie, avec une facilité relative.

Les étapes de l'utilisation du code fluente sont les suivantes :

- **Etape 1** : Lancement de FLUENT ANSYS 14.0.0 et choisir dimension 2d option **double précision**.
- **Etape 2** : Charger le fichier de la géométrie « Nom.msh » créée dans le GAMBIT.
- **Etape 3** : Vérification et affichage du maillage pour assurer qu'il n'y a aucune erreur.
- **Etape 4** : Définir le modèle de solution, choisir :



- **Etape 5** : Choisir les équations de base (Définir le Model physique) :



- **Etape 6** : Définir la matière :
dans notre cas l'air est supposé comme un gaz idéal l'évolution de la viscosité dynamique est régi é par la loi de **Sutherland**

Name: air

Material Type: fluid

Chemical Formula:

FLUENT Fluid Materials: air

Mixture: none

Properties:

- Density (kg/m³): ideal-gas
- Cp (Specific Heat) (J/kg-k): constant, 1006.43
- Thermal Conductivity (W/m-k): constant, 0.0242
- Viscosity (kg/m-s): sutherland

- **Etape 7** : définir les conditions aux limites :

Les conditions aux limites sont très importantes pour obtenir une solution précise avec une convergence rapide, Les conditions aux limites de notre problème sont définies sur le code Fluent comme suit :

Les conditions des bornes extérieures : le champ loin de profil (**Pressure far-field**).

Les conditions de frontière pour le profil d'aile (Intrados, Extrados) : **WALL**.

- **Etape 8** : Choisir le schéma de discrétisation :

Solution Methods

Formulation: Implicit

Flux Type: Roe-FDS

Spatial Discretization:

- Gradient: Least Squares Cell Based
- Flow: Second Order Upwind
- Turbulent Kinetic Energy: Second Order Upwind
- Turbulent Dissipation Rate: Second Order Upwind

Pour nos simulations, le schéma second ordre upwind a été choisi. Le schéma du premier ordre est facile à converger mais les résultats ne reflètent pas assez la

réalité physique. Malgré sa difficulté pour atteindre la convergence, le schéma du second ordre donne de très bons résultats

- **Etape 9 :** La procédure d'itération nécessite que toutes les variables soient initialisées avant le démarrage du calcul. Une initialisation "réaliste" améliore la stabilité et la vitesse de convergence.

- **Etape 10 :** La convergence :

A la convergence, toutes les équations de conservation discrétisées (quantité de mouvement, énergie, etc.), se conforment dans chaque cellule à une tolérance spécifiée, et la solution ne change plus avec le temps.

Le suivi de la convergence se fait avec les résidus. En général, une décroissance d'un ordre 10^{-6} en magnitude des résidus indique une convergence au moins qualitative et les caractéristiques principales de l'écoulement sont établies.

- **Etape 11 :** Stabilité :

Des instabilités numériques peuvent apparaître avec un problème mal posé, un mauvais maillage et/ou un mauvais réglage du solveur. Cela est détecté par des résidus qui augmentent ou restent « bloqué », indiquant une divergence des résidus. C'est-à-dire qu'il y a un déséquilibre dans les équations de conservation.

Les solutions possibles pour remédier à ce problème sont:

- ✓ Vérifier que le problème est bien posé.
- ✓ Calculer une première solution avec un schéma à l'ordre 1.
- ✓ Remailler ou raffiner le maillage.

- **Etape 12:** Enregistrer les informations liées au problème.

Le fichier **Case** (regroupe toutes informations liées à la géométrie).

Le fichier **Dat** (contient tous les paramètres et données des calculs).

CHAPITRE VI

RESULTATS ET DISCUSSION

Introduction

Les résultats de simulation numérique sont obtenus pour un type de profil à savoir NACA0012 qui est placée dans un écoulement d'air, assimilé à un gaz parfait. On a choisi deux cas test le Mach infini amont était $M_\infty = 0.6$ pour le premier teste puis $M_\infty = 0.8$ pour le deuxième, le nombre de Reynolds $Re = 9.10^6$.

Dans ce chapitre on présent les différents résultats obtenus à partir des différents paramètres physiques et aérodynamiques pour différent angle d'attaque, est suivie d'une discussion pour chaque cas.

VI.1 Etude 2D

VI.1.1 Influence de maillage sur les résultats

Dans un premier temps, nous avons étudié l'effet du maillage sur les résultats des simulations numériques. Pour cela, cinq maillages sont générés et testés toute en faisant varier le nombre de nœud, en suite on a comparé les résultats de coefficient de portance et de traînée pour chaque type de maillagesont résumés dans la table VI.1.

	Mail 1	Mail 2	Mail 3	Mail 4	Mail 5
nombre des nœuds	10200	14640	19880	25920	32760
CD	2,96E-02	3,04E-02	3,01E-02	2,99E-02	2,97E-02
CL	2,16E-01	2,15E-01	2,14E-01	2,14E-01	2,15E-01
Temps					

Tableau (VI.1) :L'effet du maillage sur les coefficients de portance et de traînée (Cas test1, $M_\infty=0.6$, et $Re_\infty=13.10^6$, le modèle k- ϵ).

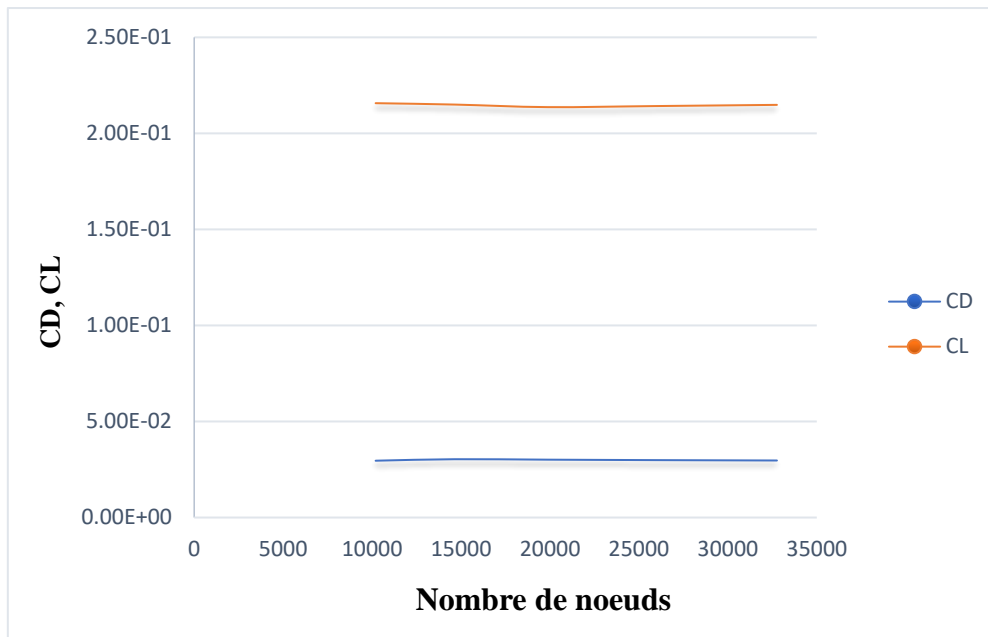


Figure (VI.1) : Effets du maillage sur les coefficients C_D et C_L .

On constate donc que le maillage n'a quasiment aucun effet sur C_D et C_L . Ceci s'explique probablement par la très petite variation du coefficient de traînée, cependant les valeurs obtenues pour le coefficient de portance sont constantes. Ainsi notre choix portera sur un paramètre très important, à savoir le temps mis pour attendre la convergence.

Nous avons donc opté pour le maillage 2, qui comporte 14640 nœuds et qui a pris le moins de temps avec $t=$

VI.2 Cas teste 1 ($M=0.6$)

VI.2.1 Résultats qualitatives

❖ NACA0012 ($M = 0.6$ et $\alpha = 0$)

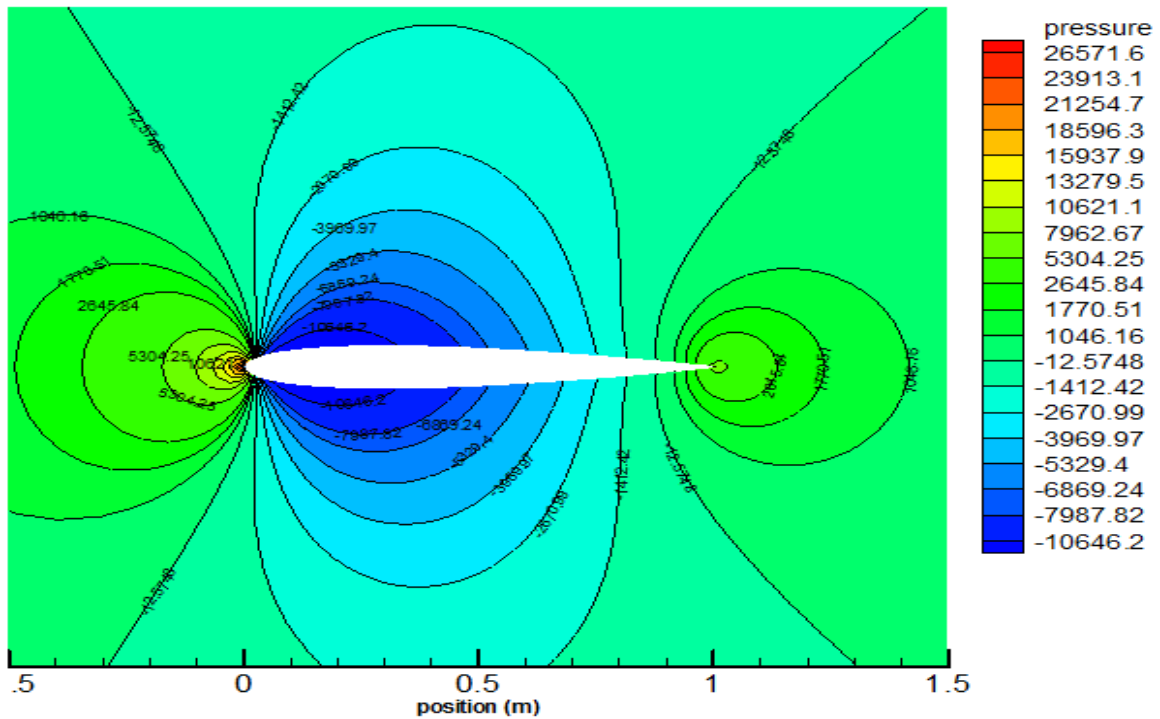


Figure (VI.2) : Contour de pression statique ($M=0.6$, $\alpha=0^\circ$).

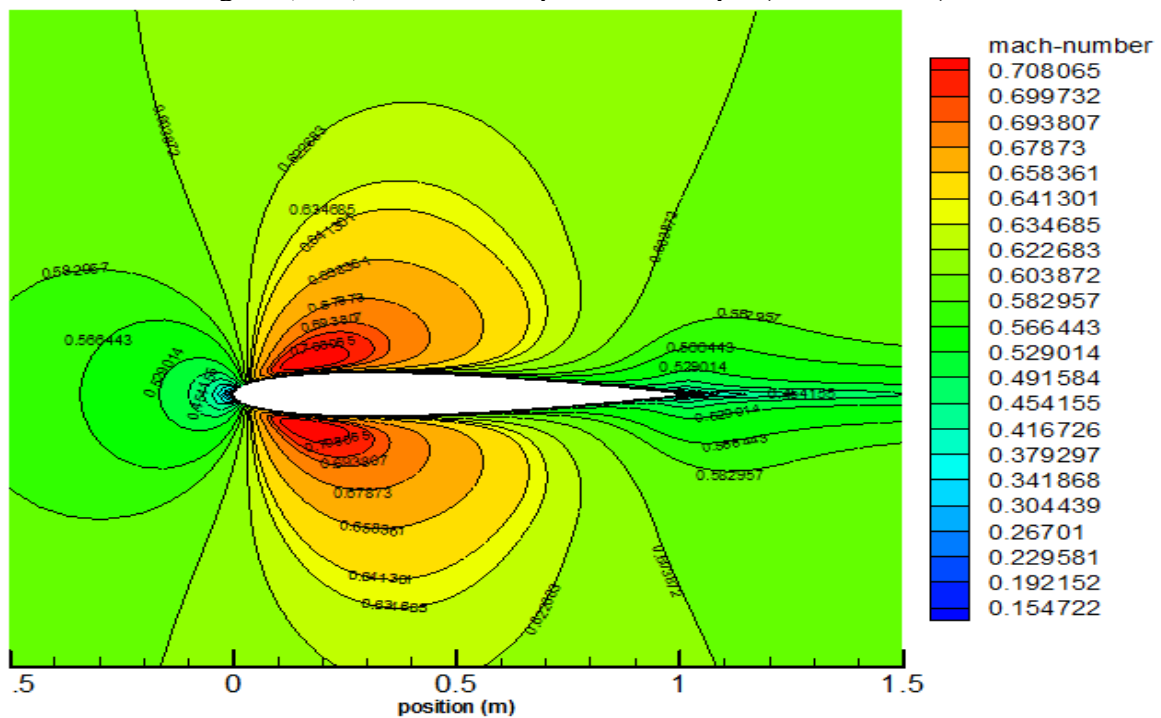


Figure (VI.3) : Contour de nombre de mach ($M=0.6$, $\alpha=0^\circ$).

❖ NACA0012 ($M = 0.6$ et $\alpha = 6$)

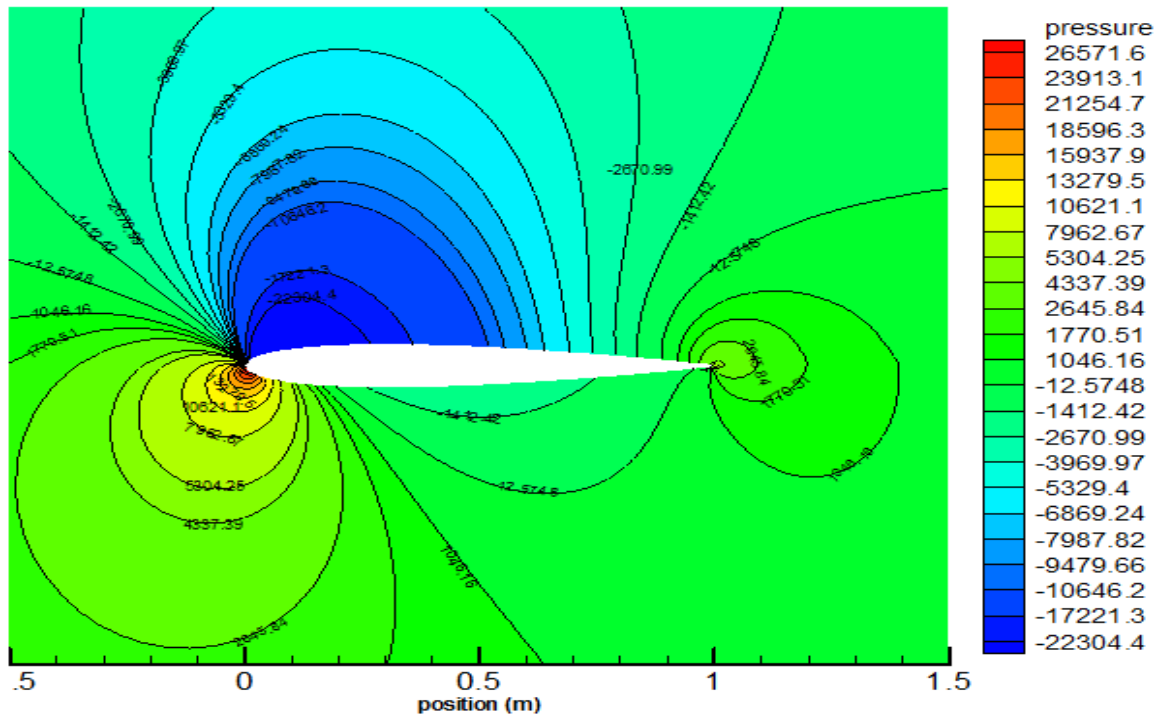


Figure (VI.4) : Contour de pression statique ($M=0.6$, $\alpha=6^\circ$).

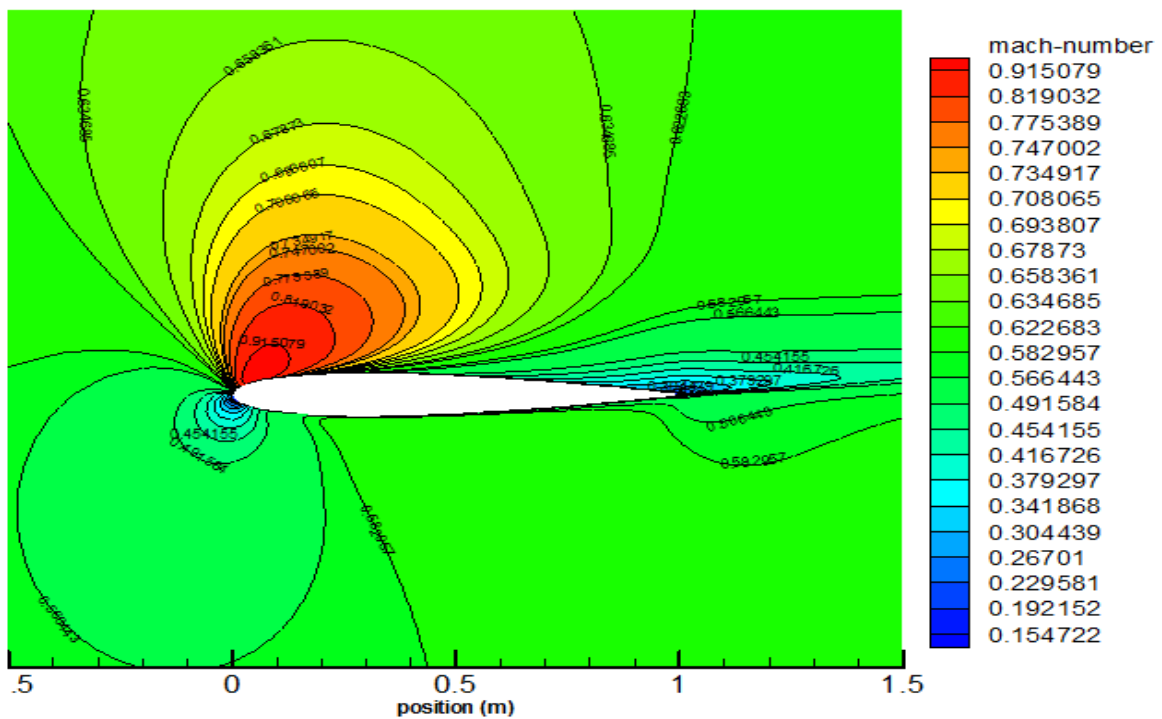


Figure (VI.5) : Contour de nombre de mach ($M=0.6$, $\alpha=6^\circ$).

❖ NACA0012 ($M = 0.6$ et $\alpha = 12$)

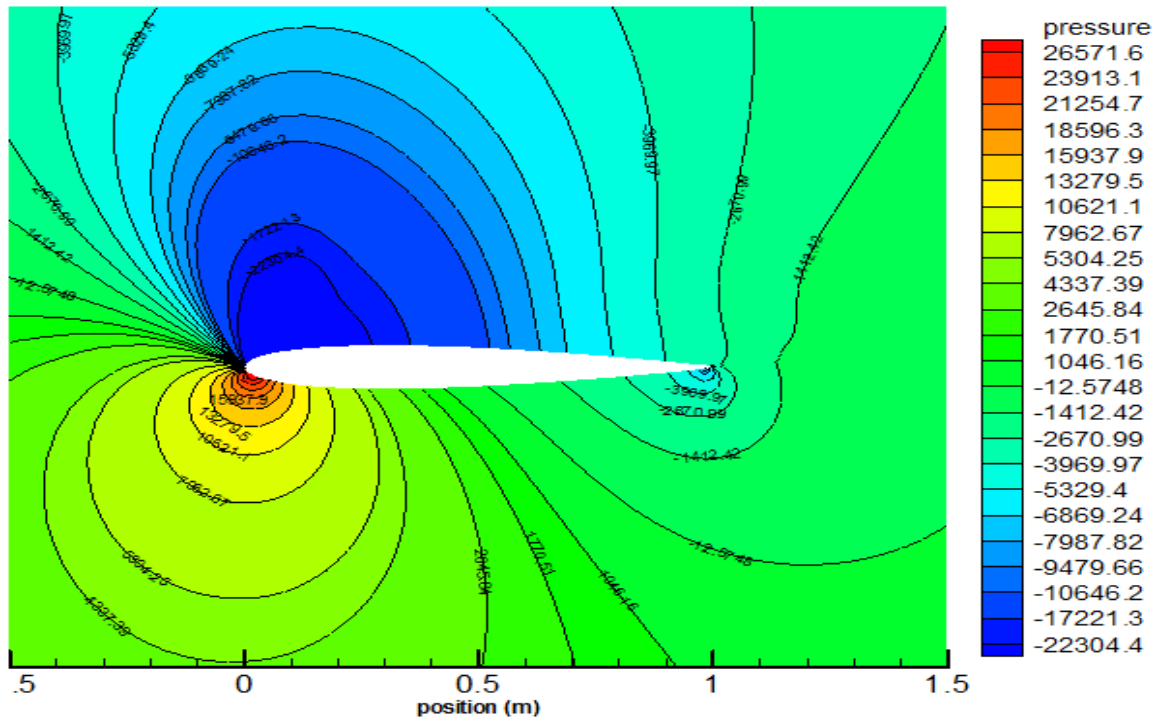


Figure (VI.6) : Contour de pression statique ($M=0.6$, $\alpha=12^\circ$).

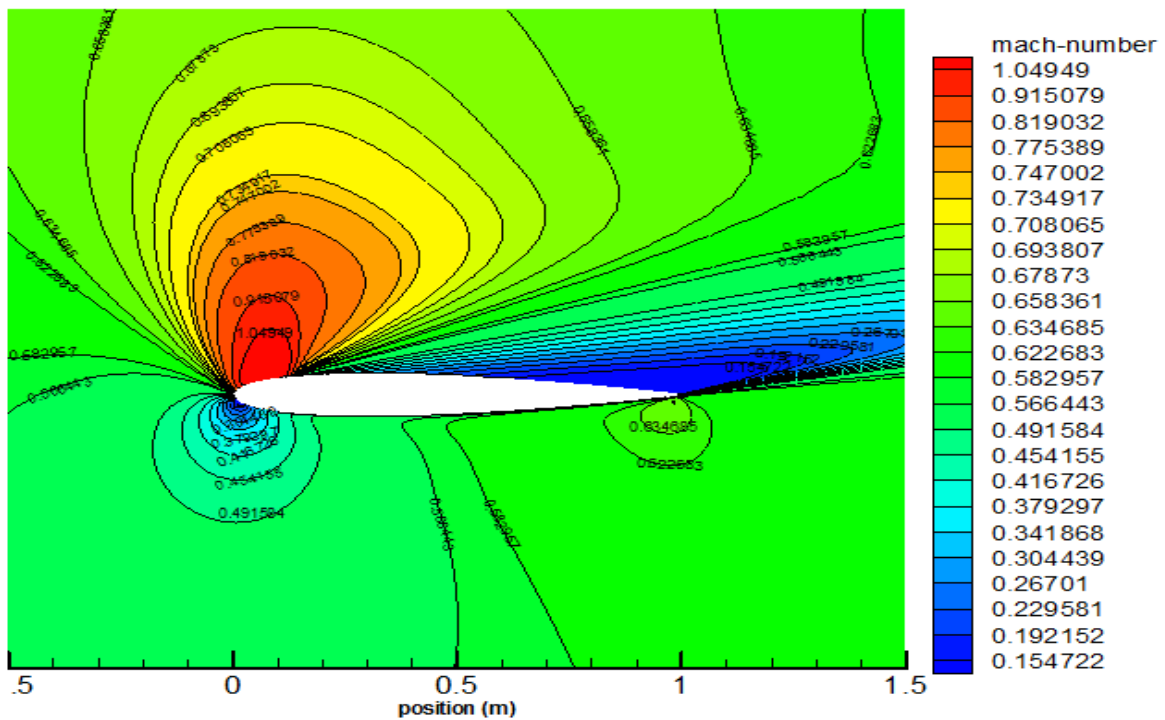


Figure (VI.7) : Contour de nombre de mach ($M=0.6$, $\alpha=12^\circ$).

❖ NACA0012 ($M = 0.6$ et $\alpha = 18$)

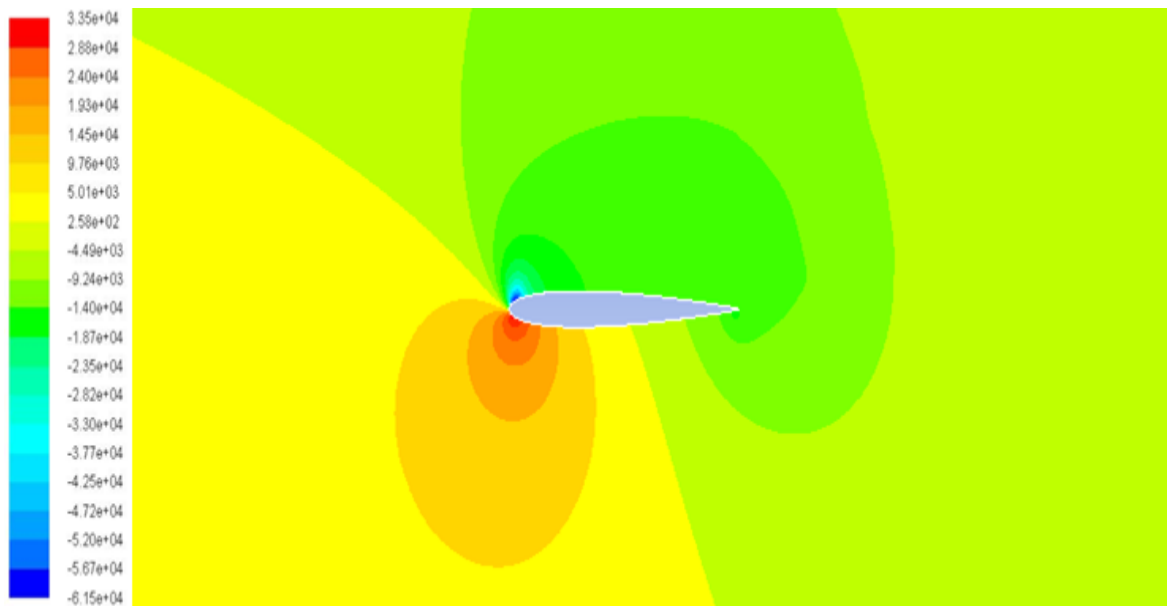


Figure (VI.8): Contour de pression statique ($M=0.6$, $\alpha=18^\circ$).

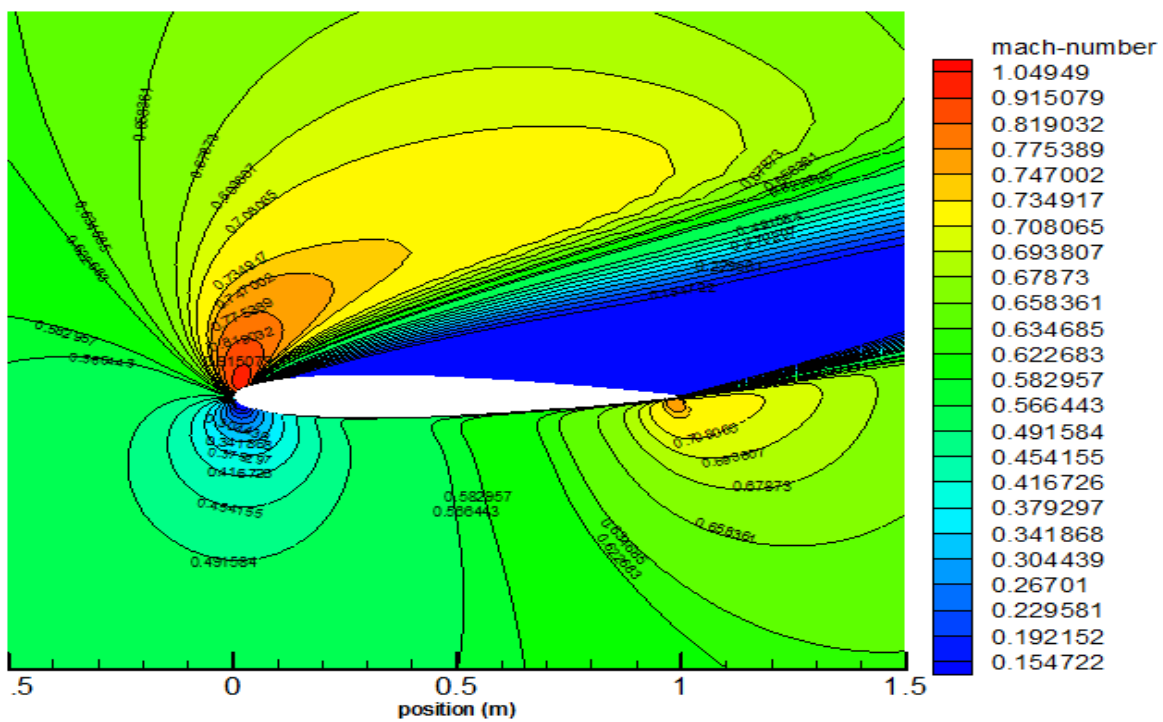


Figure (VI.9): Contour de nombre de mach ($M=0.6$, $\alpha=18^\circ$).

❖ Influence de l'angle d'incidence sur le champ de pression

Les figures (VI.2.A), (VI.3.A), (VI.4.A), (VI.5.A), représentent la distribution spatiale de pression statique autour du profil NACA 0012. Il est clair, que pour l'angle d'incidence nul, la pression qui s'exerce sur l'extrados et l'intrados sont identiques. On remarque une parfaite symétrie du contour. La pression maximale est au voisinage du bord d'attaque, elle diminue jusqu'à une valeur minimale, puis elle commence à augmenter sur le deuxième tronçon du profil. En effet, la variation de cet angle induit une dissymétrie de l'écoulement et une intensification de la dépression sur l'extrados qui s'accroît avec l'accroissement de l'angle d'incidence, elle passe de $-1.33 \cdot 10^4$ pour $\alpha = 0^\circ$, à $-7.03 \cdot 10^4$ pour $\alpha = 12^\circ$. La zone de dépression sur l'extrados augmente avec l'angle d'attaque ce qui traduit par une augmentation de la portance jusqu'à l'apparition de décrochage, au-delà duquel elle chute brusquement, correspondant à un décollement des filets d'air sur l'extrados, (VI.5.A).

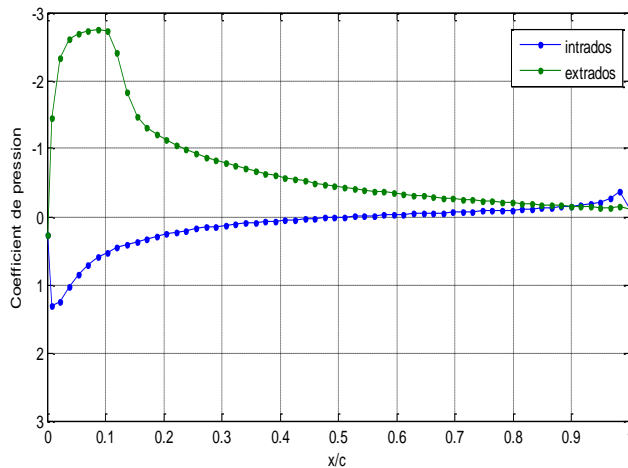
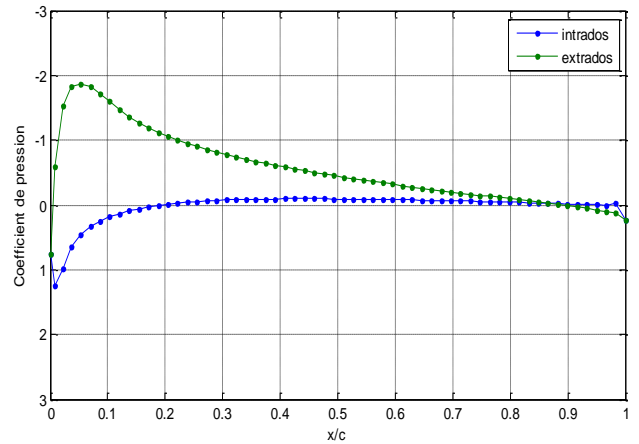
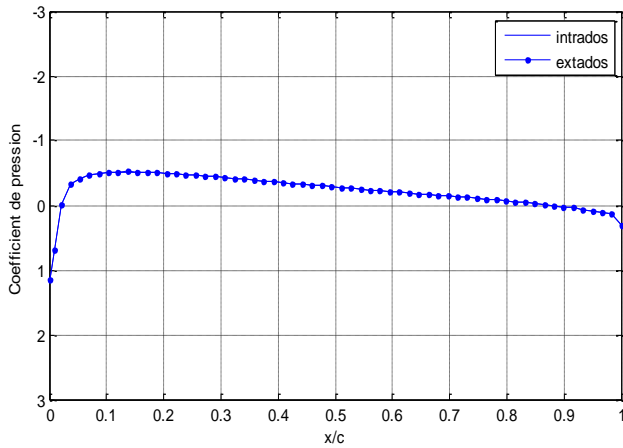
Sur l'intrados on remarque un effet inverse, la pression au voisinage du bord d'attaque augmente jusqu'à une valeur maximale, puis elle commence à diminuer sur le deuxième tronçon du profil.

❖ Influence de l'angle d'incidence sur le nombre du Mach

Nous représentons sur les figures (VI.2.B), (VI.3.B), (VI.4.B), (VI.5.B), la distribution des valeurs de nombre de Mach autour de profil NACA 0012. Comme la vitesse –qui dit vitesse dit Mach– et la pression sont liées par les équations thermodynamiques, on voit que le nombre de Mach augmente aux endroits à faible pression (extrados) et diminue dans les zones à haute pression (intrados). Ainsi on peut distinguer sur l'extrados, une zone d'accélération de l'écoulement. Pour un angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$ (VI.2.B), le contour de mach présente une symétrie parfaite puis le nombre de Mach augmente et on constate l'apparition d'une poche supersonique près du bord d'attaque au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. Cette poche supersonique est l'origine de l'onde de choc qui apparaît dans les figures (VI.3.B) et (VI.4.B), la valeur de nombre de Mach maximum augmente de $M = 0.71$ pour $\alpha = 0^\circ$ jusqu'à $M = 1.03$ et $M = 1.35$ pour $\alpha = 6^\circ$ et $\alpha = 12^\circ$ successivement.

VI.2.2 Résultats quantitatives

VI.2.2.1 Coefficient de pression



Incidence $\alpha = 0^\circ$.

Incidence $\alpha = 6^\circ$.

Incidence $\alpha = 12^\circ$.

Incidence $\alpha = 18^\circ$.

Figure (VI.10): Evolution du coefficient de pression autour du profil à différents angles d'incidence (incidences $0^\circ, 6^\circ, 12^\circ, 18^\circ$) pour ($M=0.6$).

La figure (VI.6), présentent la variation du coefficient de pression C_p sur l'extrados et l'intrados du profile pour différents angles d'incidence $\alpha = 0^\circ, \alpha = 6^\circ, \alpha = 12^\circ, \alpha = 18^\circ$.

Pour l'incidence nulle on remarque que les courbes de l'intrados et de l'extrados sont confondues (profile symétrique). Avec l'augmentation de l'angle d'incidence les deux courbes se séparent, sur l'extrados la pression passe de la valeur maximale au voisinage du bord d'attaque (0.2 pour $\alpha = 6^\circ$) à une valeur minimale près de l'épaisseur relative maximale (-1.8 pour $\alpha = 6^\circ$), puis elle croit d'une manière continue jusqu'au bord de fuite.

L'écart de la distribution du coefficient de pression à l'extrados et à l'intrados augmente avec l'angle d'attaque jusqu'à $\alpha = 12^\circ$, (d'où augmentation de portance) .Au-delà on constate une réduction de cet écart correspond à une chute portance.

VI.2.2.2 Coefficient de portance

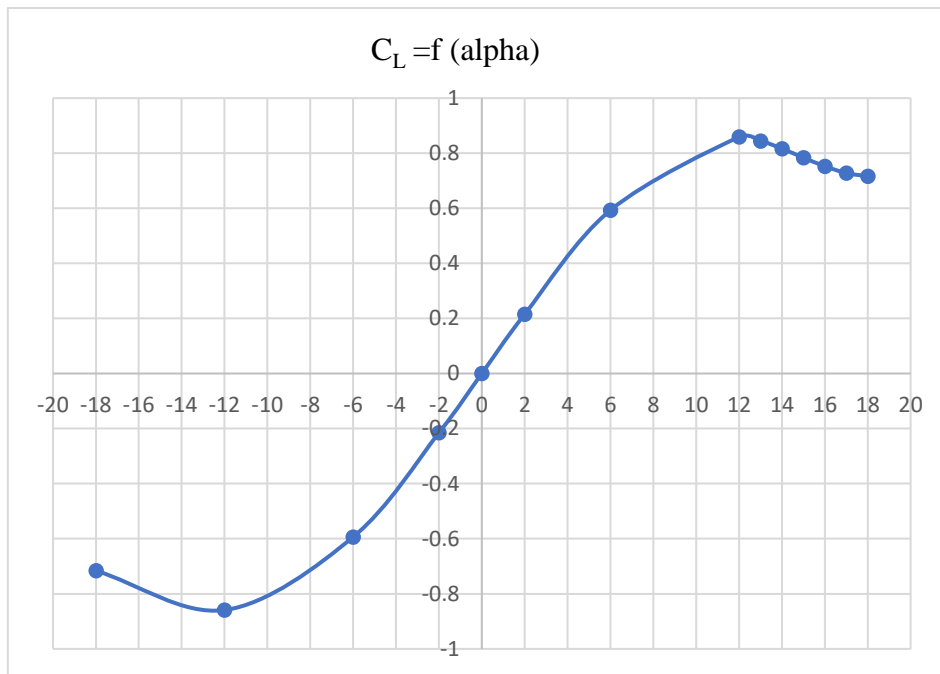


Figure (VI.11) : Variation de coefficient de portance en fonction de l'incidence α , ($M = 0.6$).

L'évolution de la portance en fonction de l'angle d'incidence du profil est représentée sur la Figures VI.3. On remarque qu'à un angle d'attaque nul, la portance est nulle (caractéristique des profils symétriques), ou $\alpha = 0^\circ$ est appelé l'angle de portance nulle, par la suite, le coefficient de portance augmente d'une manière brusque, il atteint une valeur maximum $C_{L_{max}} = 0.85$ pour $\alpha = 12$ puis décroît brusquement par la suite en raison de phénomène de décrochage on remarque aussi que la variation de coefficient de portance avec l'angle d'attaque α est linéaire sur un intervalle des angles d'incidence allant approximativement de -6° jusqu'à 4° .

VI.2.2.3 Coefficient de trainée

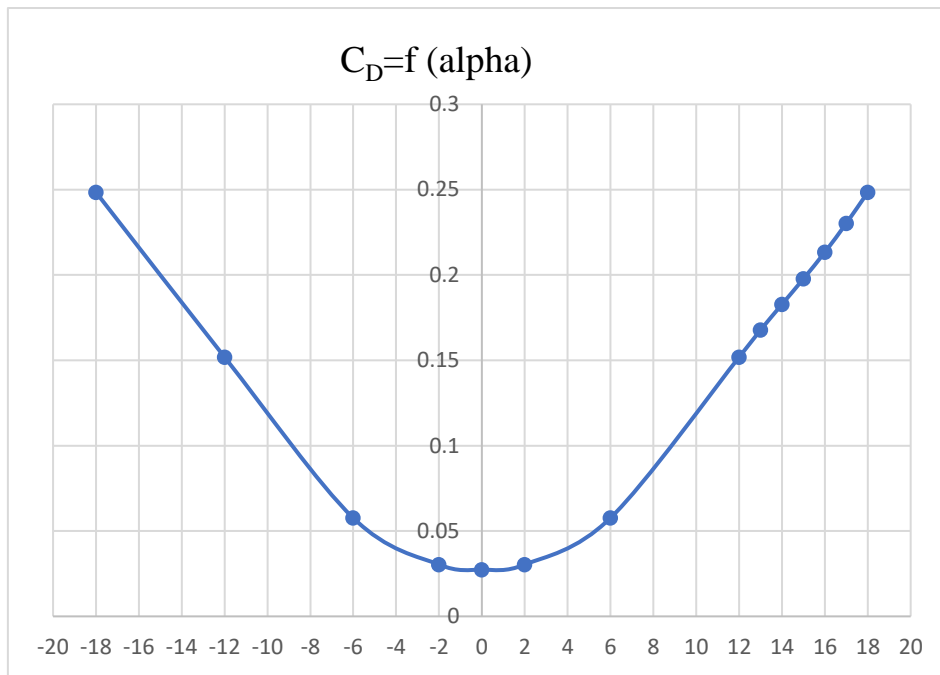


Figure (VI.12) : Variation de coefficient de trainée en fonction de l'incidence α , ($M=0.6$).

L'évolution du coefficient de trainée sur le profil en fonction de l'angle l'incidence α est considérée sur la figure VI.4. Comme on est dans le cas d'un profil symétrique (NACA 0012), la courbe $C_D=f(\alpha)$ présente une symétrie parfaite, cela nous permettra d'étudier uniquement la partie où l'angle d'incidence est positif. On remarque que pour les faibles angles d'attaque de l'écoulement le coefficient de trainée est faible, mais augmente lorsque α augmente, puis devient de plus en plus forte, particulièrement lorsqu'apparaît le décrochage. Toutefois, contrairement à la portance, la traînée n'est jamais nulle, mais elle passe par un minimum. A cause de l'effet de trainée de forme est la trainée de frottement.

VI.2.2.4 la polaire

La polaire est une courbe essentielle pour déterminer les caractéristiques d'un profil, d'une aile. Elle montre comment varient la portance et la traînée, en fonction de l'angle d'incidence

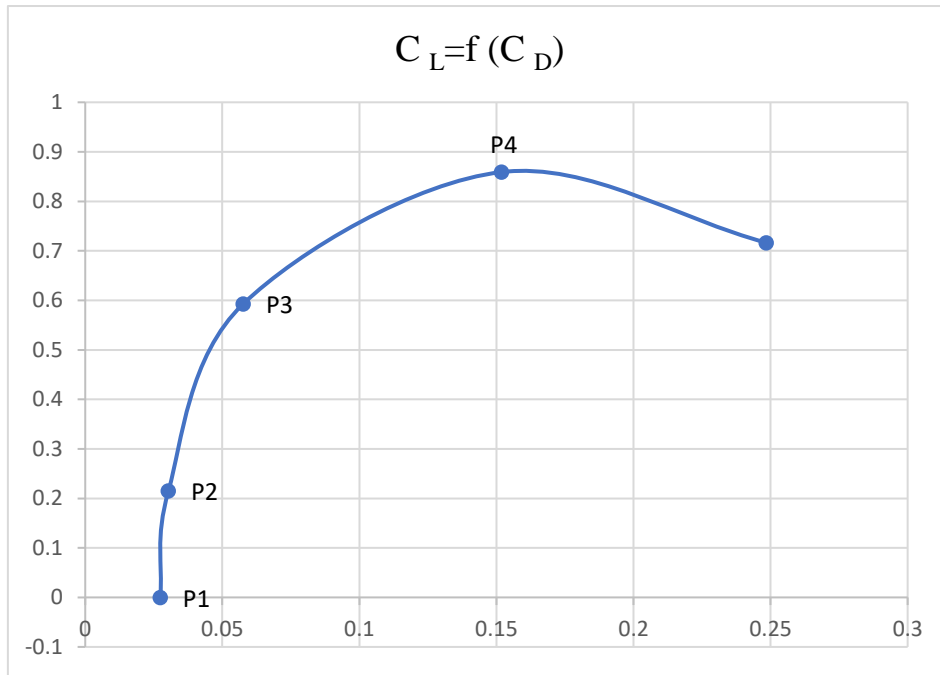


Figure (VI.13) : Courbe de la polaire ($M=0.6$).

VI.3 Cas teste 2 ($M=0.8$)

VI.3.1 Résultats qualitatives

❖ NACA0012 ($M = 0.8$ et $\alpha = 0$)

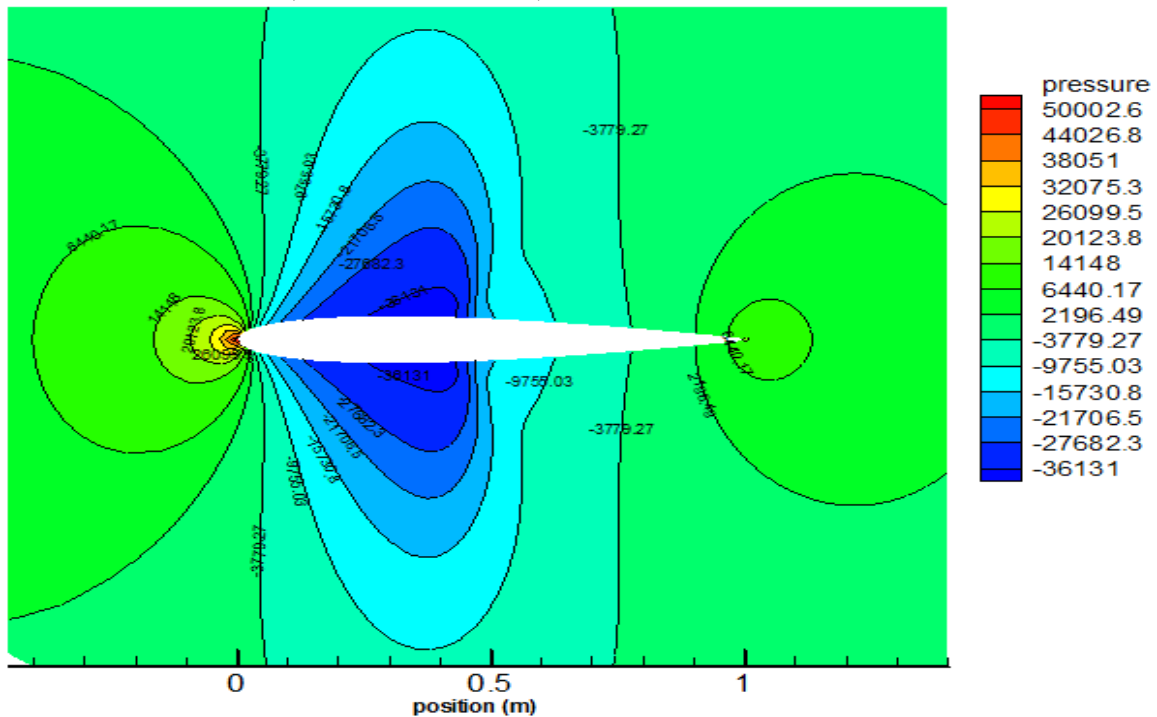


Figure (VI.14): Contour de pression statique ($M=0.8$, $\alpha=0^\circ$).

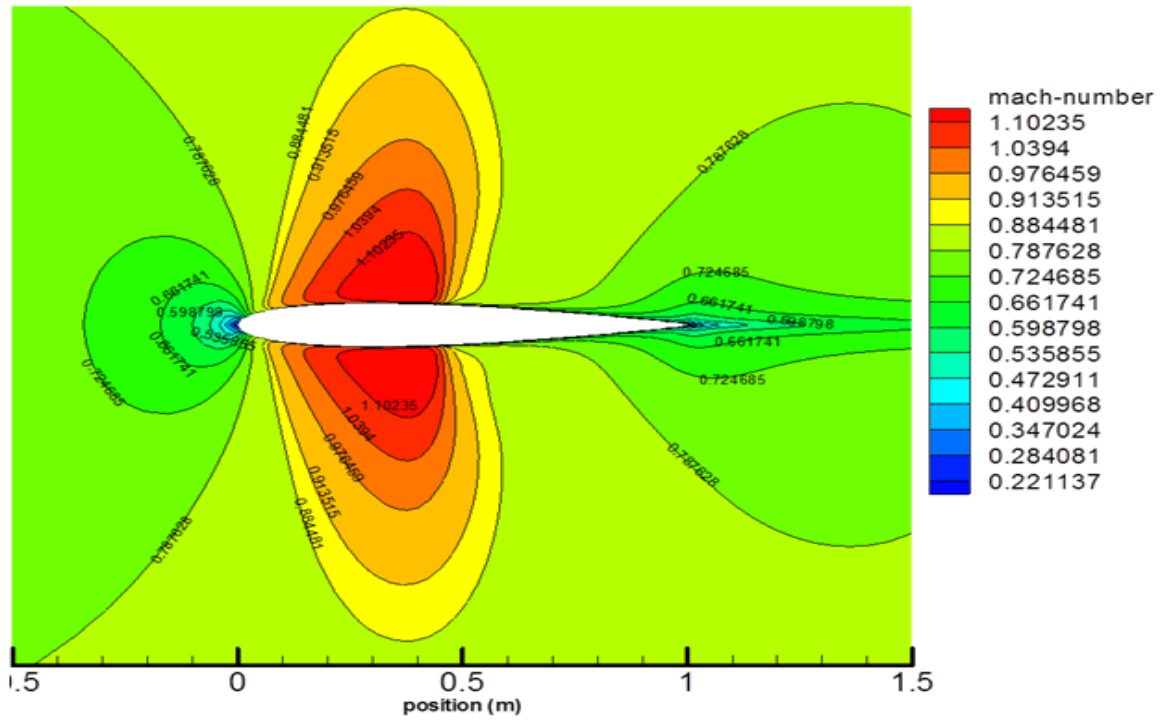


Figure (VI.15): Contour de nombre de mach ($M=0.8$, $\alpha=0^\circ$).

❖ NACA0012 ($M = 0.8$ et $\alpha = 4$)

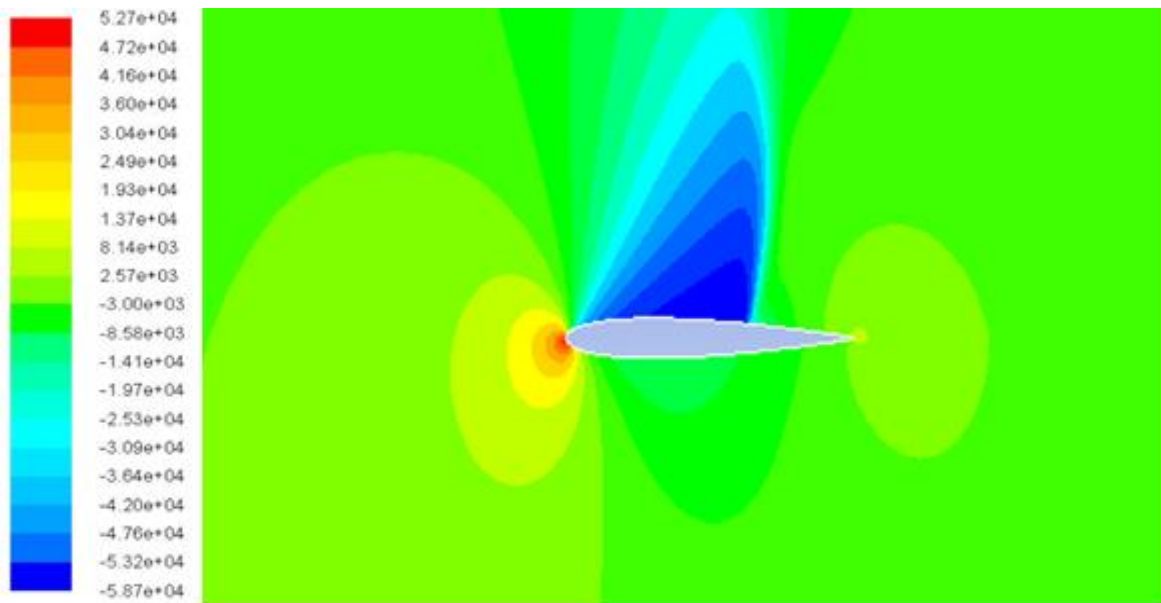


Figure (VI.16): Contour de pression statique ($M=0.8$, $\alpha=4^\circ$).

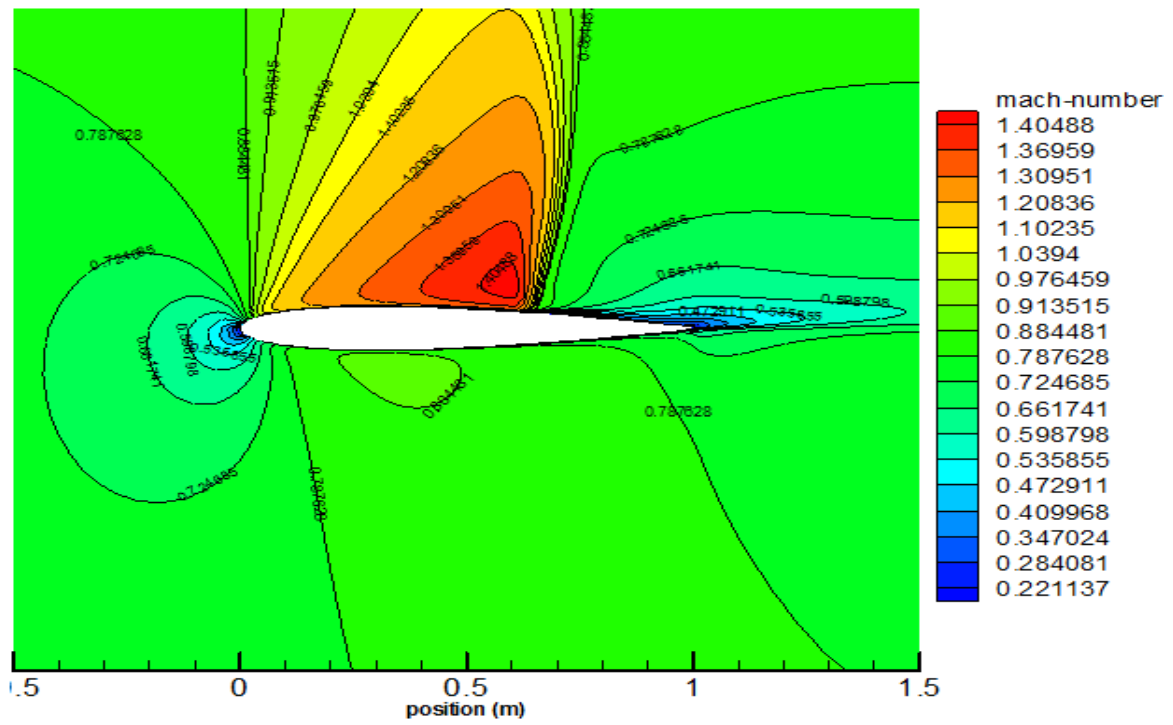


Figure (VI.17): Contour de nombre de mach ($M=0.8$, $\alpha=4^\circ$).

❖ NACA0012 ($M = 0.8$ et $\alpha = 6$)

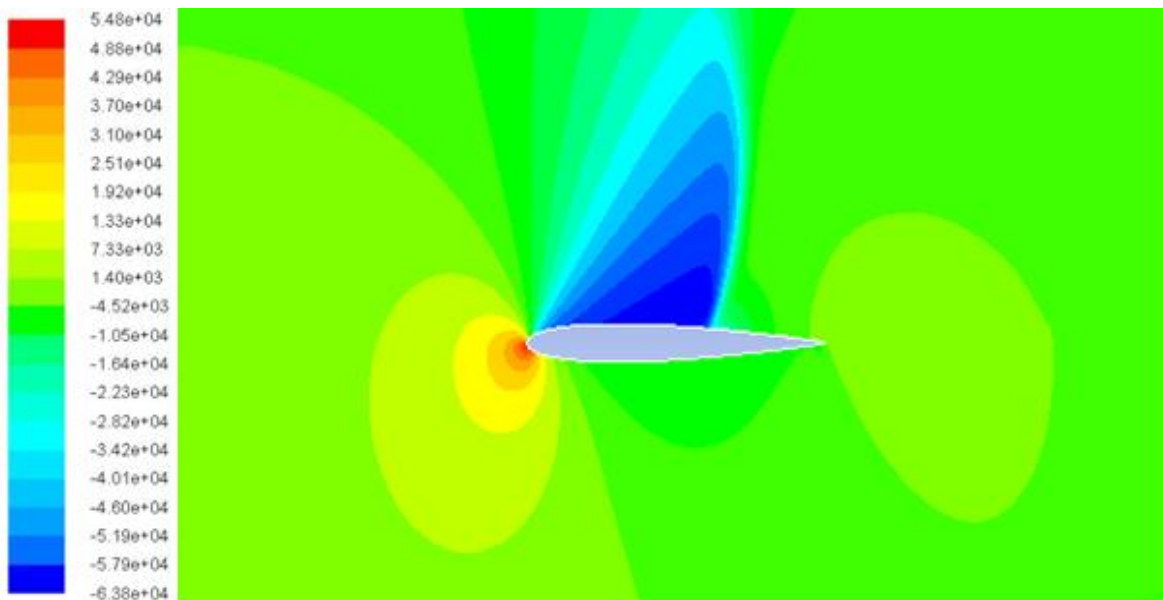


Figure (VI.18): Contour de pression statique ($M=0.8$, $\alpha=6^\circ$).

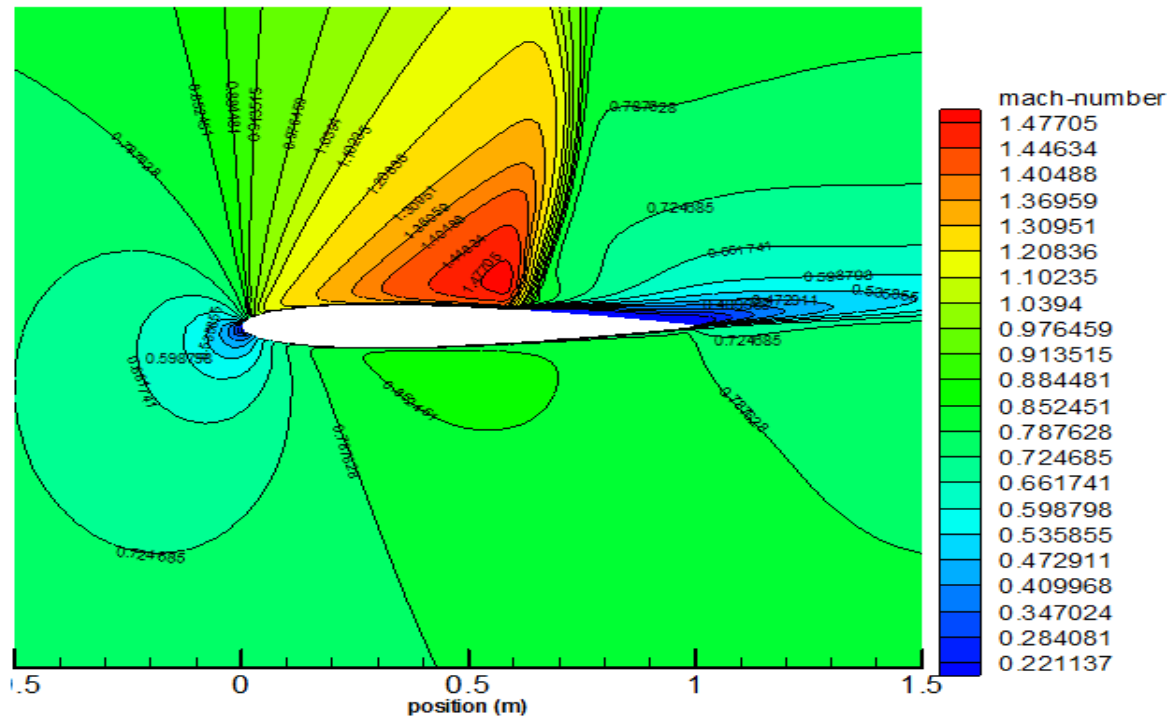
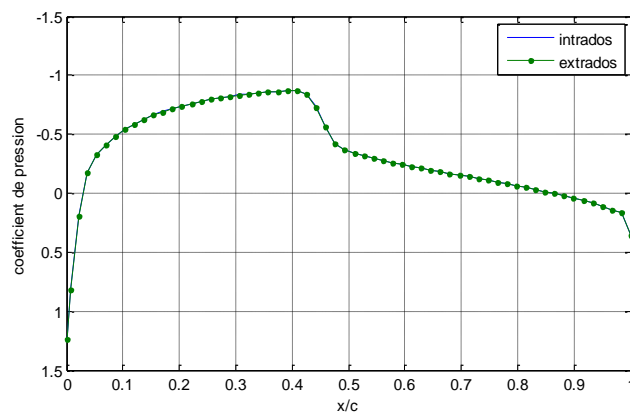


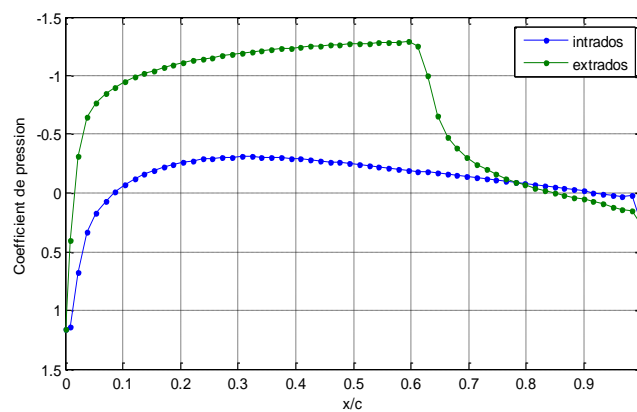
Figure (VI.19): Contour de nombre de mach ($M=0.8$, $\alpha=6^\circ$).

VI.3.2 Résultats quantitatives

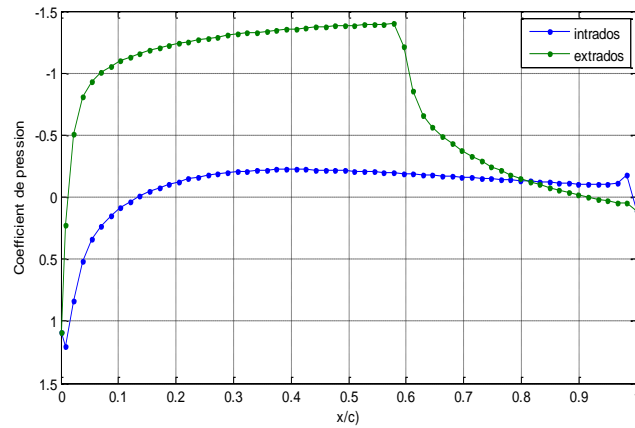
VI.3.2.1 Coefficient de pression



Incidence $\alpha=0^\circ$.



Incidence $\alpha=4^\circ$.



Incidence $\alpha=6^\circ$.

Figure (VI.20): Evolution du coefficient de pression autour du profil à différents angles d'incidence (incidences $0^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$) pour $M=0.8$.

VI.3.2.2 Coefficient de portance

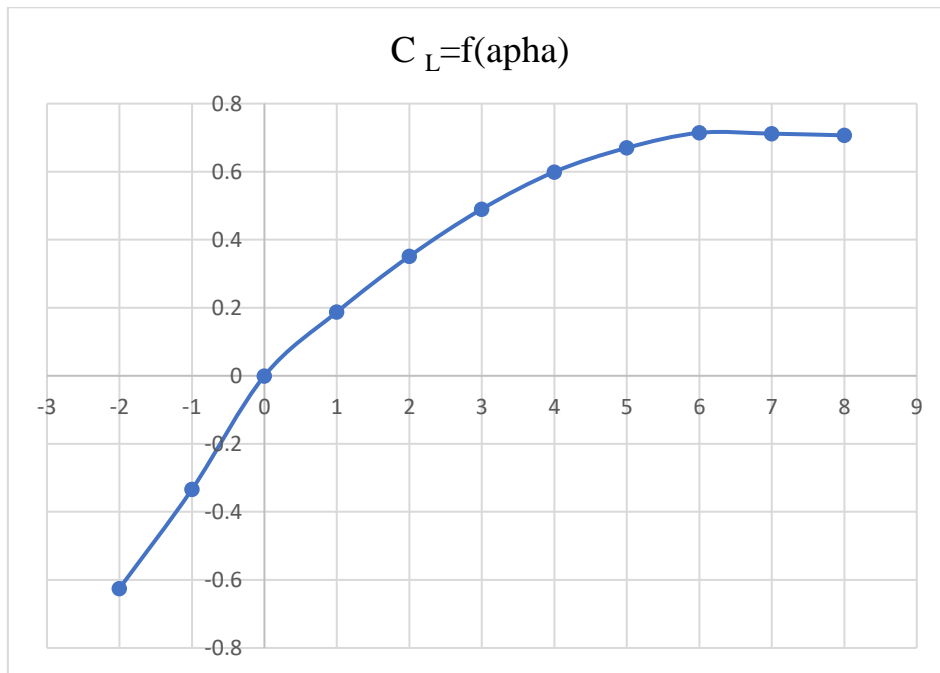


Figure (VI.21) : Variation de coefficient de portance en fonction de l'incidence α , ($M=0.8$).

VI.3.2.3 Coefficient de trainée

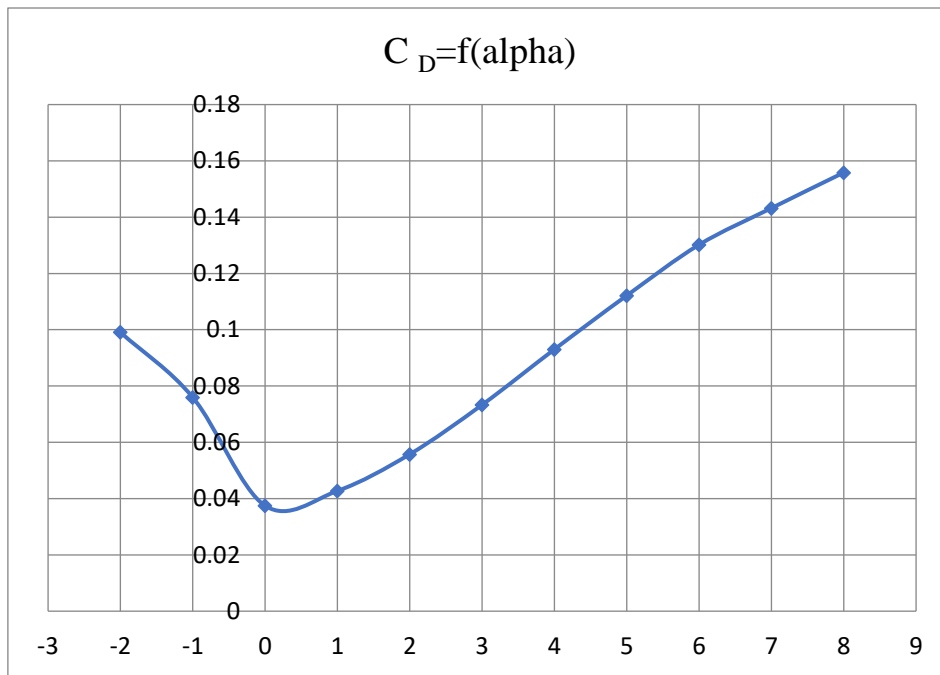


Figure (VI.22) : Variation de coefficient de trainée en fonction de l'incidence α , ($M=0.8$).
 VI.3.2.4 la polaire

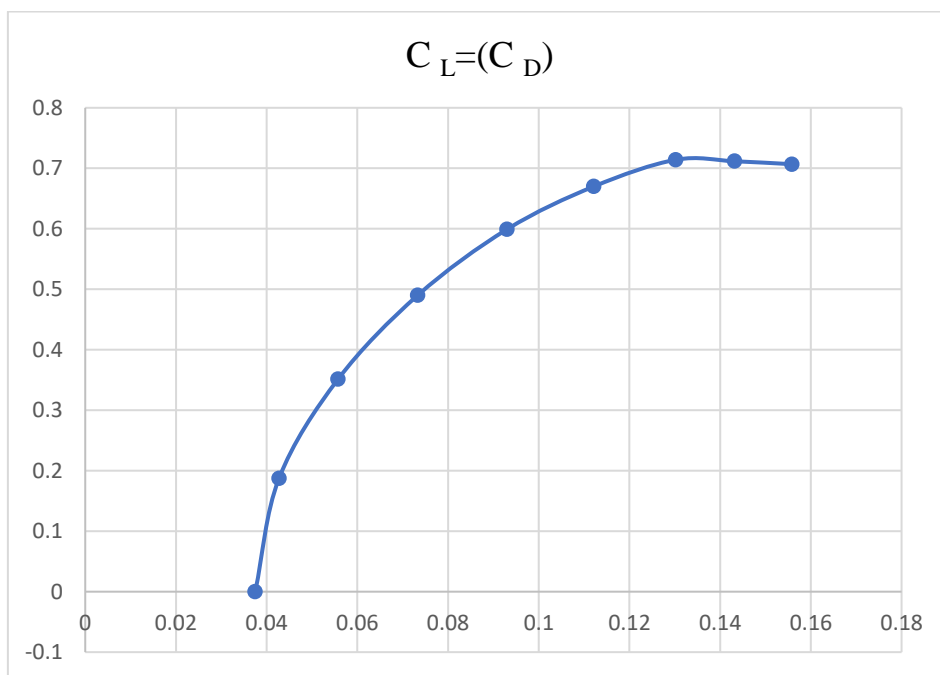


Figure (VI.23) : Courbe de la polaire ($M=0.8$).

Conclusion

Le principal apport du présent travail est l'étude de l'aérodynamique haut subsonique des profils d'ailes au vu des bases fondamentales principalement d'un point de vue compressible visqueux. Nous avons principalement intéressé l'étude de la distribution de la pression, nombre de Mach, et le coefficient de pression autour de profils NACA 0012.

L'un des principaux objectifs de ce travail a été atteint, notamment une maîtrise avancée du logiciel de simulation « FLUENT » ainsi que celui du maillage « GAMBIT ». Les résultats obtenus pour un écoulement compressible autour d'un profil de type NACA0012 à partir de deux études complémentaires : une étude bidimensionnelle effectuée dans le plan-Y et une étude tridimensionnelle, ont permis de montrer l'effet de l'angle d'incidence et du nombre de Mach sur les coefficients de pressions, de portance et de traînée autour du profil. Les résultats de simulation montrent l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque.

La tendance de variation obtenue à partir de nos calculs est conforme à celle obtenue avec les données expérimentales d'Abbott. L'évolution de la courbe est conforme aux faibles angles d'attaque, où l'écoulement est entièrement attaché. L'accord se détériore lorsque l'angle d'attaque augmente, et les effets visqueux commencent à apparaître de plus en plus comme une réduction de la portance avec l'augmentation de l'angle d'attaque, jusqu'à ce que, finalement, l'aile décroche. L'augmentation de l'angle d'attaque entraîne une augmentation du coefficient de pression, résultant essentiellement d'une accélération du fluide sur l'extrados.

L'augmentation de l'angle d'incidence se traduit d'abord par une augmentation de la portance jusqu'à l'angle de décrochage, au-delà de cette valeur, la portance et le coefficient de pression diminuent. Cette diminution est liée au décollement de la couche limite à l'extrados du profil. La courbe $C_D = F(\alpha)$ présente une symétrie parfaite, pour les faibles angles d'attaque de l'écoulement le coefficient de traînée est faible, mais augmente lorsque α augmente, puis cette augmentation devient de plus en plus forte, particulièrement aux angles de décrochage.

Toutefois, contrairement à la portance, la traînée n'est jamais nulle. En augmentant le nombre de Mach graduellement, le coefficient de traînée reste relativement constant jusqu'à une valeur critique de nombre de Mach, puis le coefficient C_D commence à augmenter

rapidement et le Mach correspondant est appelé le nombre de Mach de divergence de la traînée M_{dd} (drag divergence Mach number) et sa valeur est comprise entre 0,75 et 0,8. A la faible variation de la pression sur le corps, la traînée résulte en raison de la couche limite (qui empêche surtout la reprise de la re compression au bord de fuite), et des effets de l'augmentation de plus en plus des effets visqueux avec l'angle d'attaque. Cependant, un profil aérodynamique bien conçu aura une valeur de traînée qui se rapproche de très près du coefficient de frottement de la paroi, et demeure presque indépendante de l'angle d'incidence au fur et à mesure que le coefficient de portance se rapproche de sa valeur maximale.

La comparaison des résultats de champs moyens du nombre de Mach est effectuée dans le plan d'écoulement X-Y de calculs tridimensionnels obtenus dans les mêmes conditions d'écoulement et pour une même géométrie à corde $c=1m$ avec celle de l'étude bidimensionnel met en évidence des valeurs iso Mach légèrement supérieures dans le cas 2-D par rapport au cas 3-D. Dans un premier temps, on peut dire que l'étude 2-D sur estime les résultats devant les résultats 3-D, qui prend en compte l'envergure finie. Par conséquent, des poches d'écoulements supersoniques apparaissent et donnent naissance à des effets liés à l'interaction d'une éventuelle onde de choc et de la couche limite. Il y a des différences significatives dans le comportement de l'aile au point de décrochage entre le profil aérodynamique cambré et le profil symétrique. Ces différences surgissent essentiellement, en raison des régions de décollement de l'écoulement différentes sur les deux profils. L'aile cambrée décroche au bord de fuite en premier. Le décrochage survient progressivement à mesure que le point de décollement se déplace vers l'avant sur la surface portante avec l'augmentation de l'incidence.

Les profils aérodynamiques symétriques décrochent en raison d'un décollement soudain au bord de fuite. Un examen approfondi de la différence dans les distributions de pression pourrait faire l'objet d'une recommandation prochaine peut être étudié et comprendre pourquoi cela pourrait être le cas.

Autre recommandation à donner à ce travail est l'étude des effets combinés de compressibilités d'épaisseurs afin de comprendre les mécanismes prédominants dans ce cas.

Abstract

This work consists of a numerical simulation of a compressible viscous fluid flow around a NACA 0012 symmetrical wing profile. Numerical modeling is performed around a two-dimensional geometry for two Mach number infinite: $M = 0.6$, $M = 0.8$ and three-dimensional to a Mach number infinite: $M = 0.6$. Modeling calculations are performed using the numerical solution of the Navier Stokes averaged. The FLUENT code is used to create the geometry and mesh. Qualitative numerical results of pressure distributions and the Mach number as well as quantitative results on the aerodynamic characteristics of the flow are shown. The behavior and general topology of the flow around the airfoil are reproduced with good agreement in comparison with the results found in the literature.

Keywords : Compressible flow, Aerodynamics characteristics, Vortex, Aircraft.

Résumé

Ce travail consiste à simuler numériquement d'un écoulement compressible de fluide visqueux autour d'un profil d'aile symétrique NACA 0012. La modélisation numérique est effectuée autour d'une géométrie bidimensionnelle pour deux nombres de Mach infinis : $M=0.6$, $M=0.8$ et tridimensionnelle pour un nombre de Mach infini : $M=0.6$. Les calculs de la modélisation sont effectués à l'aide de la résolution numérique des équations de Navier Stokes moyennées. Le code FLUENT est utilisé pour la création de la géométrie et du maillage. Les résultats numériques qualitatifs des distributions de la pression et du nombre de Mach, ainsi que les résultats quantitatifs des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement sont présentés. Le comportement et la topologie générale de l'écoulement autour du profil d'aile sont reproduits avec une bonne concordance en comparaison avec les résultats trouvés dans la littérature.

Mots clé : Ecoulement compressible, Caractéristiques aérodynamiques, Vortex, Aéronef.

ملخص

يتوقف هذا العمل على المحاكاة العددية لتدفق قابل للانضغاط لسائل لزج حول ملف جانبي متماثل للجناح NACA 0012. يتم تنفيذ النمذجة العددية حول هندسة ثنائية الأبعاد لرقمي ماخ لانهاية: $M = 0.6$ ، $M = 0.8$ وثلاثي الأبعاد لعدد لا نهائي من $Mach: M = 0.6$. يتم إجراء حسابات النمذجة باستخدام الدقة العددية لمعادلات Navier Stokes المتوسطة. يتم استخدام كود FLUENT لإنشاء الهندسة والشبكة. يتم عرض النتائج العددية النوعية للضغط وتوزيعات عدد ماخ، وكذلك النتائج الكمية للخصائص الديناميكية الهوائية للتدفق. تم استنساخ السلوك والطوبولوجيا العامة للتدفق حول شكل الجناح باتفاق جيد مقارنة بالنتائج الموجودة.

الكلمات المفتاحية: التدفق المضغوط، الخصائص الديناميكية الهوائية، الدوامة، الطائرة.

référence

1] Mme. DJOUIMAA Sihem, " Simulation de l'écoulement transsonique turbulent autour d'une aube de turbine" thèse de doctorat, UNIVERSITE DE BATNA. Option : Energétique 2007.

[2] Melle. MERABET Amel, "Analyse des caractéristiques aérodynamiques d'une aile d'avion de différents profils sous l'effet des vitesses subsoniques" thèse de doctorat, Université Mentouri de Constantine, Option : construction.

[3] CHERRAD Adel-eddine, " Etude de l'écoulement transsonique autour d'un obstacle" thèse de magister, UNIVERSITE DE BATNA. Option : Energétique 2012.

[4] Mr. BOUREKBA Fatih, " Etude d'un écoulement turbulent autour d'une aile NACA" thèse de magister, USTHB. Option: Energétique et Mécanique des Fluides 2012.

[5] E.L. Houghton and P.W. Carpenter, "Aerodynamics for engineering students" 5eme Edition, 2003.

[6] KTAB

[7] CARLSON . L. A, "A program for high lift separated flow about air foils final" report NASA CR-3376 TEXAS.UNIVERCITY, 1980.

[8] ANDERSON. J. D. Jr, "A history of aerodynamics" Cambridge University Press, Cambridge, 1997.

[9] HAOUI Rabah, "Dynamique des gaz, Ecoulement compressible" 1ère édition, 2009.

[10] PARASHIVOIU Ion, "Aérodynamique subsonique" «édition de l'école polytechnique de Montréal, CANADA, 2003.

[11] Frédéric WILLOT et Didier VANDERPERRE, "Aérodynamique et mécanique du vole" Académie de LILLE.

[12] DIZEN rabeH "

[13] David C. Wilcox, "Turbulence Modeling for CFD" DCW Industries, Inc. La Canada, California.

[14] WERVAECKE Christelle, "Simulation d'écoulements turbulents compressibles par une méthode d'éléments finis stabilisés" thèse de doctorat, UNIVERSITE DE BORDEAUX I. Option : mathématiques appliquées, 2010.

[15] Launder B. E et Spalding D. B, "Lectures in Mathematical Models of Turbulence" Academic Press, London, England, 1972.

- [16] **CINNELLA Paola**, "Aérodynamique et Méthodes Numériques Avancées" Arts et Métiers—ParisTech.
- [17] **BEKKA Nadir**, "Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour d'une paroi courbée : Comparaison des model de turbulence" thèse de Doctorat, Université Mentouri de Constantine, Option : Energétique, 2009.
- [18] **SAADI Mohamed chérif**, "Etude de la séparation de la couche limite sur un profil" thèse de Magister, Université Mentouri de Constantine, Option : photo thermique, 2012.
- [19] **CHEKIRED Omar**, "Etude d'un écoulement transsonique autour de profils" Université Mentouri de Constantine, Département De Physique, 2003.
- [20] <http://lyc21-liegeard.ac-dijon.fr/TPE1S/designation.htm>.
- [21] **Douvi C. Eleni, Tsavalos I. Athanasios and Margaris P. Dionissios**, "Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) 0012 airfoil" Department of Mechanical Engineering and Aeronautics, Fluid Mechanics Laboratory (FML), University of Patras, 26500 Patras, Greece , 2012.
- [22] **HOARAU Yannick**, "Analyse Physique par Simulation Numérique et Modélisation des Écoulements Décollés Instationnaire autour de Surfaces Portantes" thèse de doctorat, École doctorale Énergétique et Dynamique des Fluides, Spécialité: Dynamique des Fluides, 2002.
- [23] **Ahmed EZZARAFI, Bouselham KHARBOUCH, Abdelah MAALOUF, Abdelaziz MIMET** "Modélisation et simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur turbulents" Laboratoire d'énergie, UAE, Faculté des sciences, Tétouan, MAROC.
- [24] **D. You et P. Moin**, "Large-eddy simulation of flow separation over an airfoil with synthetic jet control" Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs 2006.
- [25] **Hinze, J. O**, "Turbulence 2nd edition", Mac Graw-Hill, New York. 1975.
- [26] **DANIEL cauvin**, "Aérodynamique, Mécanique du vol", Université Aeronautique jean Mermoz, France, 1990.
- [27] **HAMDI T.Hemdan and ABDULFATAH A.Selim**, "Supersonic flow past pointed-Nose thin airfoils", Journal of Acta Astronautica vol.26, N° 5, pp 317-323, 1992.
- [28] **KORIB Kamel**, "Etude des écoulements autour des obstacles, étude de simulation" thèse de Magister, Université Abou Bekr Belaid-TLEMEN, Option : Machines Thermiques.
- [29] **BOUHELAL Abdelhamid**, "Contribution a l'étude de l'écoulement autour d'un obstacle mince dans un intervalle de nombre de Mach : $0 < M < 3$ " thèse de master, Université Mohamed Khider, Biskra, Option: Systèmes Energétiques Et Développement Durable, 2004.

[30] **Ioannis K. NOUSIS**, "Validation d'une fermeture RSM sur des profils d'ailes" rapport de stage, Université Pierre et Marie Curie -Paris-VI, 2000.

[31] **V. Schmitt and F. Charpin**, "Pressure distribution on the ONERA-M6 wing a transonic Mach numbers" experimental data base for computer assessment. Report of the Fluid Dynamics Panel Working Group 04, AGARD AR 138, May 1979.

[32] **Patankar. S. V**, "Heat and mass transfer in boundary layers" 2nd Edition, Intertext Books, London, 1970.

[33] **BOUBEKRI Mahmoud**, "Ecoulement incompressible sur un objet solide sous la forme d'une ellipse" thèse de Magister, Université Mentouri de Constantine, option : Energétique.

[34] **azzi**

[35] **MOHAMED Hafez and Essam Wahba**, "Simulations of viscous transonic flows over lifting airfoils and wings ", Journal of Computers & Fluids, vol.36, pp 39-52, 2007.

[36] **DAWEI Liu, YUANJING Wang, DEHUA Chen, XIN Peng and XING Xu**, "Numerical investigation on the Reynolds number effects of supercritical airfoil", Procedia Engineering Journal, pp 103-109, 2012.