



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ BOUIRA

FACULTE DES SCIENCES ET DES SCIENCES APPLIQUEE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre :...../Master/2017.

Série :...../GM/2017.

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de master en Génie Mécanique

OPTION

Mécanique énergétique.

*simulation numérique d'un écoulement transsonique
autour d'une aube d'une turbine à gaz axiale.*

Par :

Trad Nabila

Soutenue le: 26 / 09 /2017

Devant le jury composé de :

Président : **M^r. Mahfoud.**

Rapporteur : **M^r. M.Moussoui.**

Université Brouira

Université Brouira

Examineurs :

M^r T.Messai.

M^r. L.Bouragebi

Université Brouira

Université Brouira

Résumé

Résumé :

Cette étude focalise sur le comportement de l'écoulement transonique à travers un profil d'une turbine axiale à gaz, car c'est l'une des principales causes internes des problèmes des turbomachines.

Une simulation numérique de l'écoulement stationnaire tridimensionnel, compressible à travers un profil isolé 2D (quatre géométries NACA : 0015, NACA 4412, NACA 32012, NACA 136012, et différents angles d'attaque pour le dernier profil $\alpha=0$, $\alpha=10$, $\alpha=20$, $\alpha=30$, $\alpha=40$), une aube isolée 3D, similaire à celle d'une turbomachine. Les géométries ont été créées avec le logiciel gambit et simulées avec le logiciel ansys-fluent. Afin d'obtenir la meilleure configuration.

La méthode numérique utilisée est celle des volumes finis, le maillage non structuré de type triangulaire (en 2D), tétraédral (en 3D) a été adopté pour un système de coordonnées cartésiennes généralisées.

La distribution de vitesse, de pression et l'évaluation des coefficients de traînée et de portance sont déterminées en tenant compte de l'influence de la géométrie et de l'angle d'attaque.

Mots clés :

Turbine axiale, profil NACA, Volume fini, turbulence, Gambit, Ansys-Fluent.

Abstract:

This study focuses on the behaviour of a transonic flow through a profile of an axial gas turbine blade because it is one of the principal internal causes of the problems encountered in turbo machines.

A numerical simulation of the three-dimensional, compressible steady flow and without transfer of heat through a 2D profile (for four geometries NACA: 0015, NACA 4412, NACA 32012, NACA 136012 and several angles of attack $\alpha=0$, $\alpha=10$, $\alpha=20$, $\alpha=30$, $\alpha=40$) and a 3D blade.

Wheel, similar to that of a turbo machine. The geometry was created with the gambit software and simulated with the Ansys-fluent logiciel. And the effect of turbulence on the flow was taken into account by using the model k- ϵ . The numerical method used is that of the finites

Volumes, the unstructured mesh of triangular (in 2D), and tetrahedral (in 3D) type was adopted for a system of generalized Cartesian coordinates. Velocity distribution, pressure and

Résumé

evaluation of drag and lift coefficients were determined, taking into account the influence of geometry and the angle of attack.

Keywords:

Axial Turbine, NACA profil, Volume finie, turbulence, Gambit, Ansys-Fluent.

المخلص

تركز هذه الدراسة على سلوك تدفق شبه صوتي حول شفرة توربين غازي محوري لأنها واحدة من الأسباب الرئيسية للمشاكل التي تواجهها الآلات التوربينية.

قمنا بمحاكاة رقمية لتدفق ثابت ثلاثي الأبعاد ، قابل للانضغاط حول شفرة معزولة : ثنائية الأبعاد (درسنا أربع شفرات من نوع NACA : NACA 0015, NACA 4412, NACA 32012, NACA 136012, بزوايا انحراف مختلفة $\alpha=0, \alpha=10, \alpha=20, \alpha=30, \alpha=40$) وشفرة ثلاثية الأبعاد ، مماثلة لشفرات التوربين الغازي , تم إنشاء الهندسة باستخدام برنامج Gambit و المحاكاة ببرنامج Ansys-fluent ، من اجل الحصول على نتيجة أفضل .

الطريقة العددية المستخدمة هي الحجوم المتناهية ، الشبكة المستخدمة مثلثية الشكل غير منتظمة (2D) وثلاثية الأبعاد غير منتظمة (3D)، في معلم دو إحداثيات ديكارتية .

تم تحديد توزيع السرعة والضغط وتقييم معاملات السحب و الرفع ، مع الاخذ بعين الاعتبار تأثير الهندسة وزاوية

الهجوم.

الكلمات المفتاحية :

توربين محوري ، NACA ، الحجوم المتناهية ، الاضطراب ، Gambit, Ansys-Fluent.

Remerciement

Je remercie DIEU qui m'a donné la force et la patience pour terminer ce travail.

J'adresse mes plus sincères remerciements :

A mon promoteur Moussaoui Mohamed pour son aide ses conseils éclairés et ses remarques Judicieuses.

Aux membres du jury d'avoir pris la peine de lire et de juger ce travail

A mes parents pour leur contribution pour chaque travail que j'ai effectué.

*A l'ensemble des enseignants du groupe Mécanique
Énergétique*

Sans oublier ceux qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail et ceux qui ont fait l'honneur de jurer ce mémoire.



Dédicace

Je dédie ce travail :

A mes chers parents

*Je ne trouverai jamais de mots pour vous exprimer mon
profond attachement et ma reconnaissance pour l'amour,*

La tendresse et surtout pour votre présence

Dans mes moments les plus difficiles.

A mes chers frères et sœurs,

A tous mes enseignants,

A mes amis et collègues d'études,

A tous ceux qui me sont chers.



Résumé
 Remercîment
 Dédicace
 Table des matières
 Liste des figures
 Liste des tableaux
 Nomenclature

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralité et étude bibliographique.

I. Description et application 3

 I.1.Eléments constitutifs d’une turbomachine 3

 I.2.Classification des turbomachines..... 4

 I.3. Fonctionnement d’une turbomachine 4

 I.4. Domaine d’application 5

 I.5.Avantages et inconvénients 6

 I.6.turbine axial 6

 I.7. Type du turbine axiale 6

 I.8. Les turbines à gaz 7

 I.8.1. Turbine axiale à gaz..... 7

 I.8.2.Principaux organes constitutifs 8

 I.8.3.Fonctionnement des organes constituent une cellule 8

 I.8.5.Principe de fonctionnement d’une turbine à gaz à cycle ouvert simple 9

 I.8.5.Principe de fonctionnement d’une turbine à gaz à cycle ouvert simple 9

 I.8.6.Utilisation industrielle 11

I.8.7.Problèmes et limitations.....	11
I.9. Représentation de l'écoulement.....	13
I.9.1 Coposition vectorielle des vitesses.....	13
I.9.2.Ecoulement purement axial.....	13
I.9.3.Composante de vitesse	14
I.10.Condition d'arrêt isentropiques	14
I.11. Etudes bibliographique.....	16
I.11.1. Phénomènes induits par l'écoulement.....	17
I.11.2 .Travaux réalisés expérimentalement.....	17
I.11.3 .Travaux réalisés expérimentalement.....	18
Conclusion.....	21

Chapitre II : formulation mathématique des écoulements interne en turbomachine

Introduction.....	22
II.1 Equations générales de base.....	22
II.1.1Equation de continuité et équation dynamique (Navier-Stokes).....	22
II.1.2. Equations sous forme conservative.....	24
II.1.3 Equations simplifiées de mouvement.....	25
II.1.3.1 Equations d'Euler.....	25
II.1.3.2 Equations de l'écoulement incompressible.....	26
II.3.3.4 Équations en termes de fonction de courant.....	27
II.2. Equations particulières pour les turbomachines.....	28
II.3. Méthodes unidimensionnelles.....	33
II.3.1.Equation d'Euler pour les turbomachines	33
II.4.Méthode quasi-tridimensionnelle.....	35

II.4.1 Ecoulement méridien.....	35
II.4.2. Méthode complète Quasi-3D.....	38
II .4.3 Ecoulement aube à aube.....	40
II.5. Méthode tridimensionnelles.....	41
II.5.1 Codes Navier-Stokes.....	43
II.6.Turbulence.....	44
II.6.1.Définition	44
II.6.2.Propriétés essentielles.....	44
II.6.3.Exemples de domaines où la turbulence est présente	45
II.6.4. Description expérimentale et statistique de la turbulence.....	45
II.6.5 .Moyennes de mesures.....	46
II.7.Equations de Navier Stokes.....	47
II.7.1.Equations instantanées.....	47
II.7.2.Les équations moyennées.....	48
II.8. Modélisation de la turbulence.....	50
II.8.1. Modélisation de la turbulence.....	50
II.8.2.Les modèles de tension de Reynolds	50
II.8.3.Les modèles de viscosité turbulente	50
II.8.2.1.Les modèle à une équation (Spalart-Allmaras).	51
II.8.2.2.Les modèles à deux équations	51
II.9.Modélisation de l'écoulement près des parois.....	57
II.10.Maillage de la couche limite.....	60
Conclusion.....	60
<i>Chapitre III : méthode numérique .</i>	
Introduction.....	61

III.1 Méthodes des différences fini.....	61
III.2 Méthodes des éléments finis.....	61
III.3 La méthode des volumes finis.....	62
III.3.1.Principe de la méthode des volumes finis.....	62
III.3.1.1 Maillage.....	62
III.3.2.Discrétisation des équations gouvernantes.....	64
III.4. Logiciel de simulation GAMBIT	65
III.4.1.Créer la Géométrie dans GAMBIT.....	67
III.4.1.Créer la Géométrie dans GAMBIT	67
Conclusion.....	68

Chapitre IV : simulation numérique .

Introduction	69
IV.1.Simulation de l'écoulement du gaz dans l'aube de la turbine.....	69
IV.2.Description et modélisation du problème	69
IV.2.1 Première partie les profile 2d.....	69
IV.2.2.Deuxième partie	70
IV.2.3 Troisième partie	70
IV.3. présentation du domaine de calcule	70
IV.4.Création d'un système d'analyse d'écoulement des fluides	70
IV.4.1.Première partie 2d	70
IV.4.1.1Création de la géométrie et le domaine d'écoulement sous Gambit.....	70
IV.4.1.1Création de la géométrie et le domaine d'écoulement sous Gambit.....	71
A. Création de géométries.....	71
B. Création de domaine de calcul 2d.....	74
IV.4.2.Première partie 2d.....	74
IV.4.3.Première partie 3d.....	74

IV.5.Maillage.....	75
IV.6. définition des frontières dans Gambit.....	76
IV.7. Enregistrement.....	76
IV.8. Exécution du logicielle FLUENT.....	76
IV.8. 1. Les paramètres sous Ansys Fluent.....	76
IV.9.Résultats et discussions.....	79
IV.9.1.Première partie : influence de géométrie.....	79
IV.9.1.1Effet des déférentes géométries sur la vitesse	79
IV.9.1.2.Effet des déférentes géométries sur la pression	79
IV.9.1.3 Pression totale et statique autour de balade pour les quatre géométries	81
IV.9.1.4.Résultats obtenus pour les coefficients aérodynamiques	81
IV.9.2.deuxième partie : influence de géométrie.....	82
IV.9.2.1.Effet de l'angle d'inclinaison sur la pression.....	82
IV.9.2.2.Effet de l'angle d'inclinaison sur la vitesse.....	83
IV.9.2.3.Pression statique autour de balade pour les déférents angles d'incidence	86
IV.9.2.4. Résultats obtenus pour les coefficients aérodynamiques.....	87
IV.9.3.Troisième partie profile NACA326012 en 3D.....	88
IV.9.3.1.les contours de pression et vitesse	88
Conclusion.	89
Conclusion générale.....	90
Références Bibliographique	
Annexe	

Liste des figures et tableaux

Figure	Titre	page
Figure I.1	turbine axiale à un seul étage.	6
Figure I.2	turbine axiale à plusieurs étages.	7
Figure I.3	Couple rotor-stator.	9
Figure I.4	évolution de la température et de la pression d'une turbine générale électrique type "frame 5".	10
Figure I.5	destruction de l'aube due à la température entrée turbine élevée (Rolls Royce 1973) (30).	12
Figure I.6	schémas d'un étage de turbine à gaz.	14
Figure I.7	triangle de vitesses.	14
Figure I.8	Modèle des écoulements secondaires par Sharma & Butler, (1987).	17
Figure II.1	Modèle de l'écoulement à trois zones.	26
Figure II.2	Surfaces de courant au sein d'une turbomachine	29
Figure II.3	Surfaces de courant 3D au sein d'une turbomachine.	30
Figure II.4	Définition des paramètres de l'écoulement dans une turbomachine.	31
Figure II.5	Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan aube à aube.	32
Figure II.6	Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan méridien.	34
Figure II.7	Lignes de courant dans le repère absolu.	37
Figure II.8	Evolution axiale des caractéristiques dans la théorie des disques actuateurs.	43
Figure II.10	Résolution des équations de Navier-Stokes. Modélisation de la turbulence.	
Figure II.11	Exemple de turbulence.	54
Figure II.12	Subdivision expérimentale de la région proche-paroi.	59
Figure III.1	schéma du maillage.	63
Figure III.2	Vue globale.	66
Figure III.3	Chemin de "Processus CFD" pour la simulation numérique.	67

Figure III.4	Fenêtre de démarrage de fluent	68
Figure IV.1	aube d'une turbine à gaz.	69
Figure IV.2	Positionnement du problème en 2D.	70
Figure IV.3	Positionnement du problème en 3D.	71
Figure IV.4	Logiciel Javafoil.	72
Figure IV.5	La forme 2d du profil NACA 0015	73
Figure IV.6	Le domaine de calcul 2d.	74
Figure IV.7	Maillage de profil NACA 0015.	76
Figure IV.8	maillage en 3D.	77
Figure IV.9	Contours de vitesse (m/s) des 4 profile.	79
Figure IV.10	contours de pression (Pa) des 4 profile.	80
Figure IV.11	Comparaison des diagrammes de pression statique des quatre profile	81
Figure IV.12	Comparaison des diagrammes de pression totale des quatre géométries	82
Figure IV.13	comparaison de coefficient de trainé pour les quatre géométries.	82
Figure IV.14	comparaison de coefficient de PORTANCE pour les quatre géométries.	83
Figure IV.15	contour de pression.	84
Figure IV.16	contour de vitesse.	85
Figure IV.17	Comparaison des diagrammes de pression statique pour le déférent angle d'inclinaison	86
Figure IV.18	comparaison de coefficient de trainé pour le déférent angle d'inclinaison	87
Figure IV.19	contour de pression en 3d et avec un sweep surface suivant (yz)	88
Figure IV.20:	contour de vitesse en 3D.	89

Liste des tableaux

Tableau II.1	Diverses méthodes de résolution de l'écoulement méridien	35
Tableau II.2	Méthodes pour la résolution de l'écoulement aube à aube.	41
Tableau IV.2	résultats de maillage générer	75
Tableau IV.3	: résultats de maillage générer	75

Nomenclature

Lettres latines :

<i>Symbole</i>	<i>Unité</i>	<i>Désignation</i>
\vec{v}	[m/s]	la vitesse absolue
\vec{u}	[m/s]	La vitesse d'entraînement
\vec{w}	[m/s]	la vitesse relative.
P	[bar]	La pression
P_i	[bar]	La pression totale
T	[k]	Température
T_i	[k]	Température totale
C_p	[J. kg ⁻¹ . m ⁻¹]	capacité thermique massique à pression constante .
R	[J. kg ⁻¹ . K ⁻¹]	Constante des gaz parfaits
M	[-]	Nombre de Mach
H	[J. kg ⁻¹]	L'enthalpie
h_1	[J. kg ⁻¹]	L'enthalpie totale
a	[m. s ⁻¹]	Célérité du son
S	[J. kg ⁻¹ . K ⁻¹]	L'entropie.
G		la production de la viscosité turbulente
K	[m ² . s ⁻²]	l'énergie cinétique turbulente
\vec{F}	[N]	Force
I	[J. kg ⁻¹]	Rothalpie
Re	[-]	Nombre de Reynolds
L	[m]	étant une vitesse et une
ν	[m ² . s ⁻¹]	Viscosité cinématique
S_{ij}	[l. s ⁻¹]	le tenseur de déformation.
C_μ, C_ϵ	[-]	coefficients des modèles utilisés par défaut dans le code ANYS CFX
T_u		Intensité de la turbulence
D_H	[m]	diamètre hydraulique
l	[m]	longueur moyenne.
K	[-]	Constante de Von Karman

		empirique	
E	[-]		Constante de Von Karman
C_f	[-]		le coefficient de frottement
τ	[s]		Temps
S	[m ²]		Surface de l'aube

Lettres grecques :

<i>Symbole</i>	<i>Unité</i>	<i>Désignation</i>
α	[°]	Angle de la vitesse absolue
β	[°]	Angle de la vitesse relative
ρ	[kg/m ³]	Masse volumique
γ	[]	coefficient de viscosité cinématique
ε	[w/kg]	Taux de dissipation de l'énergie
δ_{ij}	[-]	cinétique turbulente Symbole de Kronecker
λ	[]	viscosité de dilatation
μ	[Pa.s]	Viscosité dynamique moléculaire
N	[m ² /s]	Viscosité cinématique
Φ	[-]	Grandeur quelconque
τ_{ij}	[N/ [m ²]	Tenseur de contraintes
ψ	[m ² /s]	Fonction de courant
ϕ	[m ² /s]	Fonction potentiel
Ω	[rad/s]	vitesse angulaire
η	[-]	Rendement
μ_t	[Pa.s]	Viscosité dynamique turbulente
Γ	[-]	coefficient de diffusion

μ_{eff}	[Pa.s]	Viscosité cinématique moléculaire
ω	[tr/min]	vitesse angulaire constante de rotation
u_τ		vitesse de frottement
τ_w		le taux de cisaillement

Indice

Symbole	Désignation
x,y,z	Coordonnées cartésiennes
r, θ , z	Coordonnées cylindriques
i,j,k	Direction de projection
∂	Operateur de dérivé e partielle
'	Partie fluctante de Reynolds
"	Partie fluctuante de Favre
-	Moyenne de Reynolds
~	Moyenne de Favre

Abréviations

CFD : Computational Fluide Dynamics.

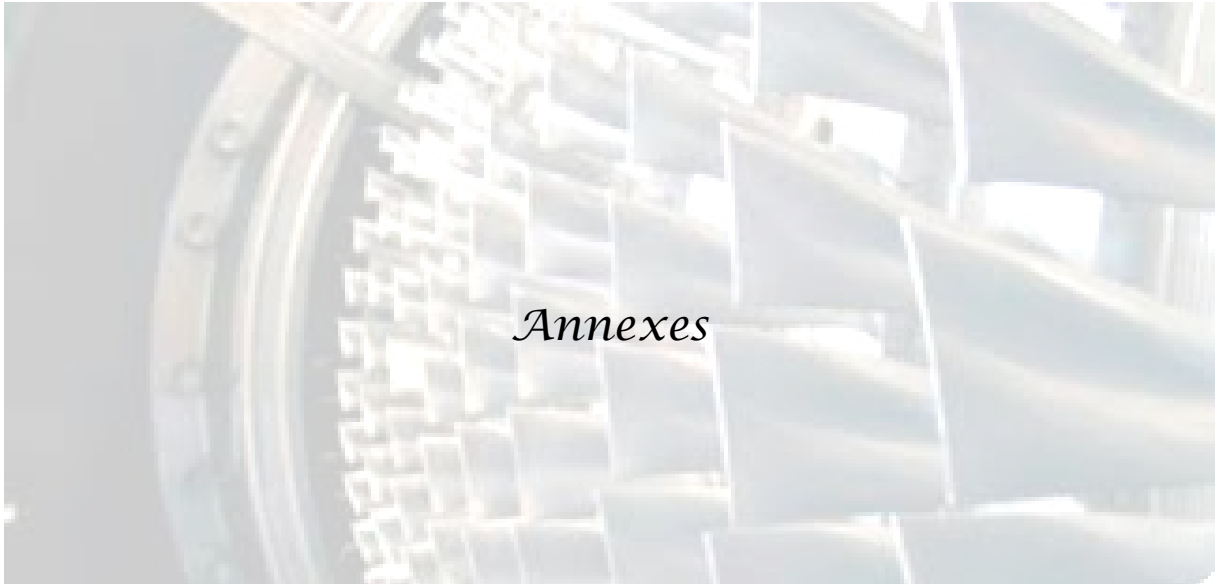
D.N.S : La simulation numérique directe (Direct Numéricâble Simulation).

L.E.S : La simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation).

R.A.N.S: Equations de Navies Stokes doyennes (Reynolds Averaged Numerical Simulation).

RSM : Reynolds Stress Model.

NACA: National Advisory Committee for Aeronautics
Gambit: (Geometry &Mesh Building Intelligent Toolkit)



Introduction

Ce travail entre dans le cadre des recherches visant à prédire et à améliorer les performances des turbomachines plus précisément les turbines axiales à gaz. Ces dernières suscitent de grands intérêts de la part de la communauté scientifique mais aussi industrielle, en raison de leurs vastes champs d'utilisation, notamment dans les secteurs industriels et aéronautiques.

En raison de la géométrie très complexe de l'étage de la turbine, leur procédé de conception est une opération très délicate impliquant plusieurs aspects thermodynamique, aérodynamique, économique, technologique et structurel.

La simulation numérique des écoulements dans les turbomachines occupe une place grandissante dans le domaine de la recherche ; ces écoulements sont généralement tridimensionnels, instationnaire, visqueux et turbulents ils peuvent être compressible ou incompressible, avec les régimes subsonique, transsonique, et supersonique

En effet les causes internes des problèmes des turbomachines sont liées au comportement de l'écoulement de fluide à travers des aubes comme celle-ci.

Différents travaux expérimentaux et numériques ont été menés pour répondre au problème posés.

Les travaux numériques de résolution sont limités jusqu'à nos jours car d'un part, il n'existe pas de méthodes numériques standard fiables et rapides et d'autre part la résolution des équations de Navier-Stokes gouvernant le problème dans son ensemble est très largement hors d'atteinte[35], d'où la nécessité de faire des approximations et de négliger certains phénomènes.

Une façon de remédier à ces inconvénients, est d'utiliser le code de calcul Fluent, qui représente un outil de simulation numérique de grande qualité avec une nette amélioration du temps de calcul de la plupart des problèmes de mécanique des fluides dans différents domaines industriels et de recherche, en l'occurrence les profils d'aubes.

Dans ce travail, des simulations numériques tridimensionnelles en 2D et 3D de l'écoulement stationnaire, turbulent, visqueux d'un écoulement d'un fluide compressible ont été effectuées. L'outil de simulation et Fluent qui résout l'équation de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis, nous avons utilisé le modèle turbulent à deux équations $k-\epsilon$ standard.

L'objectif principal de cette étude est de permettre de comprendre les phénomènes mis en jeu dans ce type d'écoulement particulière, puisque il est de types transsonique afin

Introduction générale

de améliorer la conception des turbomachines. est de maîtriser le logiciel'' gambit-fluent'' et dégagé une méthodologie de résolution de ce types de problèmes

La simulation ont été fais pour trois cas : déférentes géométries en 2d et déférent angle d'inclinaison profil isolé en 3d.

Organisation de travail :

Ce mémoire comporte quatre chapitres

Le premier chapitre a pour but de décrire d'une manière très brève la conception et le fonctionnement générale des turbines axiale a gaz en particulière et une étude bibliographique résumes quelque recherche consterné ce thème.

Un deuxième chapitre est consacré à la formulation mathématique de la turbomachine.

Troisième chapitre rassemble les méthodes des résolutions numérique en précisant la méthode des volume fini.

Dans le quatrième chapitre on a présenté une simulation numérique de l'écoulement autour d'un profile d'une turbine à gaz axiale de type NACA (pour quartes géométries et quatre angle d'inclinaison), les résultats de simulation et leur discussion.

A la lumière de ces résultats nous terminons par une conclusion générale .



Chapitre I

Généralités et études bibliographique.

Généralité et étude bibliographique

Introduction

Les turbomachines (turbines, pompes, ventilateurs et compresseurs) jouent un rôle fondamental dans l'échange de travail entre un fluide et un organe mécanique dont la partie en mouvement est constituée d'un rotor muni d'ailettes.

Le présent chapitre a pour but de décrire d'une manière très brève la conception et le fonctionnement général des turbomachines. Cette description sera faite à partir d'une turbine à gaz axiale mais le principe reste le même pour les autres types.

I. Description et application

I.1.Éléments constitutifs d'une turbomachine

Les turbomachines forment une famille importante d'appareils qui utilisent un fluide pour effectuer une transformation d'énergie. De manière générale, une turbomachine est définie comme un dispositif qui permet de donner ou de retirer de l'énergie à un fluide par l'action dynamique d'un élément rotatif appelé rotor [1]. Munies d'aubes et tournant autour d'un axe. Les aubes sont des obstacles profilés qui ménagent entre elles des canaux par lesquels le fluide s'écoule. L'échange de l'effort mécanique résulte de la différence de pression entre les deux faces d'une aube à savoir sur l'intrados la pression est plus élevée que sur l'extrados.

Une turbomachine complète se compose de 03 organes distincts que le fluide traverse successivement :

☞ **Le stator** : Dont le rôle est de conduire le fluide depuis la section d'entrée de la machine jusqu'à l'entrée du rotor en lui assurant une vitesse et une direction convenablement choisies.

☞ **Le rotor** : C'est l'organe dans lequel s'effectue l'échange d'énergie : dans une machine réceptrice c'est l'énergie fournie par le moteur d'entraînement qui est communiquée au fluide tandis qu'inversement dans une machine motrice c'est le rotor qui reçoit sous forme de travail mécanique l'énergie libérée par le fluide.

☞ **Le diffuseur** : Dont le rôle est de collecter le fluide à la sortie du rotor et l'amener à la section de sortie de la machine avec la vitesse désirée.

I.2. Classification des turbomachines

Il est possible d'identifier et de classer les turbomachines à partir des caractères qui viennent d'être dégagés et de quelques autres :

☞ Selon le sens du transfert d'énergie : on divise les turbomachines en deux catégories principales :

- Les turbomachines qui fournissent de l'énergie au fluide (enthalpie).ou on trouve les compresseur, les ventilateurs et les pompes.
- Les turbomachines qui retirent de l'énergie du fluide pour l'utiliser comme un travail mécanique .dans ce cas on parle alors de turbines.

☞ Selon la direction principale de l'écoulement par rapport à l'axe de rotation, on a :

- Les turbomachines axiales : dans lesquelles la direction de l'écoulement est parallèle à l'axe de rotation de la machine.
- Les turbomachines radiales ou centrifuges : dans lesquelles une partie importante de l'écoulement à l'entrée ou à la sortie est dans la direction normale à l'axe de rotation
- Les turbomachines mixte : dans lesquelles la direction de l'écoulement à l'entrée ou à la sortie comporte de composante axiale et radiale.

☞ Selon la nature du transfert d'énergie ; on particulier on trouve :

- Les turbomachines à impulsion ou à action, dans lesquelles le fluide subir seulement un changement d'impulsion lors du passage dans le rotor sans aucune variation de pression.
- Les turbomachines à réaction : dans lesquelles l'échange énergétique entre le fluide et le rotor entraîne une chute de pression sans aucune variation de vitesse.
- Les turbomachines combinées : dans lesquelles le fluide subit un changement de pression et de vitesse lors de son passage par le rotor.

- ☞ l'état du fluide : liquide ou gazeux ;
- ☞ le comportement **compressible** ou **incompressible** de ce fluide ;
- ☞ le **nombre d'étages** : machines mono ou multicellulaires.

I.3. Fonctionnement d'une turbomachine

Les turbomachines peuvent avoir pour fonction, de faire passer le fluide d'une pression inférieure à une pression supérieure, ou encore de lui assurer un accroissement d'énergie cinétique; dans ce cas sa rotation absorbe de la puissance et elle constitue la turbomachine réceptrice comme les turbopompes, les ventilateurs, les soufflantes, les compresseurs.

Au contraire, le fluide peut s'écouler d'un milieu à haute pression vers un milieu à basse pression, ou encore il peut voir son énergie cinétique diminuer ; la machine a alors pour fonction, de recueillir l'énergie libérée par cette détente ou ce ralentissement, elle constitue donc une turbomachine motrice comme les turbines hydrauliques, les turbines à vapeur, les moulins à vent, les turbopropulseurs, les turboréacteurs.

I.4. Domaine d'application

On rencontre les turbomachines dans un grand nombre d'applications nécessitant un transfert d'énergie .Essentiellement, on distingue trois types d'application :

- ☞ Production d'électricité par la turbine à gaz, turbine à vapeur, turbine hydraulique.
- ☞ Propulsion : par les turbines à gaz d'aviation, les compresseurs de locomotives, turbine à gaz de navires.
- ☞ Dans l'industrie lourde : les compresseur centrifuges, turbo-compresseur pour moteur diesel, turbine à vapeur, turbines à gaz, pompes et ventilateurs.

I.5. Avantages et inconvénients [2]

Malgré le grand avantage des turbomachines, celui d'être utilisées dans plusieurs domaines très sophistiqués, cela n'empêche pas, vu le contexte actuel de la libération du marché de l'énergie qui impose leur fonctionnement dans des régimes à charge partielle, (non prévue lors de la conception des machines), qu'elles aient en plus du problème de corrosion, celui des causes internes liées au comportement du fluide à travers les aubes. Ces causes conduisent à des fluctuations de pression/ vitesse, fonctionnement en régime de cavitation et, par conséquent, à des fortes sollicitations mécaniques, et donc à la fatigue prématurée du

matériel, à l'apparition de fissures et à une diminution conséquente du temps d'exploitation de la machine.

Les turbomachines et précisément les turbines axiales suscitent un grand intérêt de la part de la communauté scientifique mais aussi des industriels en raison de leur vaste champ d'utilisation.

I.6. turbine axiale

Une turbine axiale est une turbine dans laquelle l'écoulement du fluide de travail est parallèle à l'arbre, par opposition aux turbines radiales, où le fluide circule autour d'un arbre, comme dans un moulin à eau. Une turbine axiale a une construction similaire à celle d'un compresseur axial, mais elle fonctionne à l'inverse, transformant l'écoulement du fluide en énergie mécanique rotative.

I.7. Type de turbine axiale : il existe deux types de turbine axiale

- ☞ Turbine axiale à un seul étage.

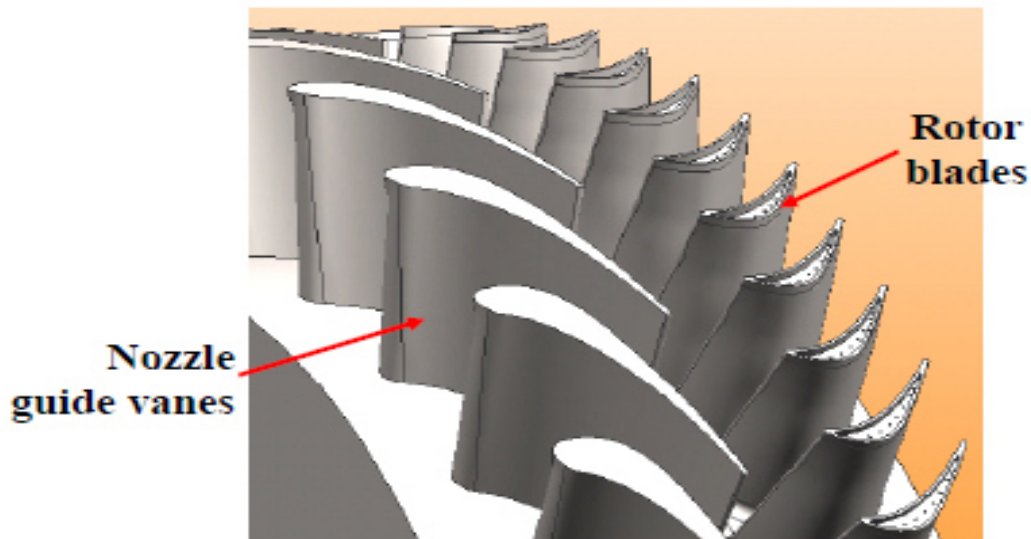


Figure I.1 : turbine axiale à un seul étage.

- ☞ Turbine axiale à plusieurs étages :

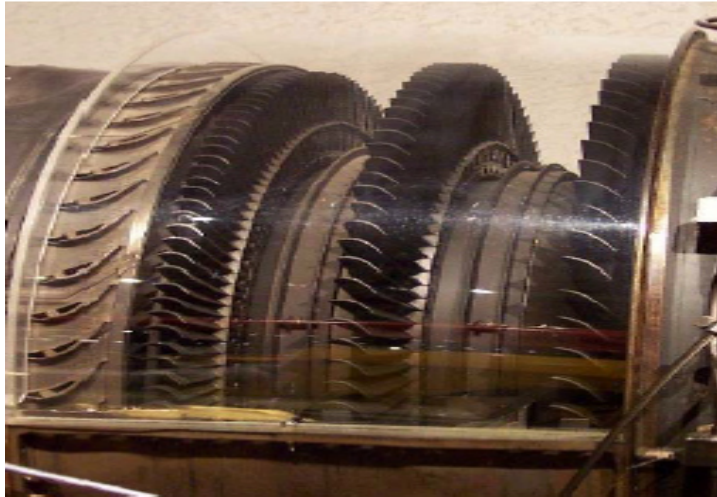


Figure I.2 : turbine axiale à plusieurs étages.

Les turbines axiales peuvent également être classées comme suit:

- ☞ Turbine axiale subsonique.
- ☞ Turbine axiale transsonique.
- ☞ Turbine axiale supersonique

I.8. Les turbine à gaz

Les turbines à gaz font parties de la turbomachine définie par Râteau comme étant des appareils dans lesquels a lieu un échange d'énergie entre un rotor tournant autour d'un axe à vitesse constante et un fluide en écoulement. [3]

Le fluide utilisé peut être de type actif ou moteur selon le type de turbine (hydraulique, à vapeur ou à gaz). Dans cette dernière, le fluide moteur le plus fréquemment utilisé provient des gaz de combustion. Selon le type d'énergie délivrée, les turbines à gaz se répartissent en deux classes : d'un part, les turboréacteurs fournissant de l'énergie cinétique utilisable pour la propulsion et d'autre part, les turbine axiale et les turbine centripètes ou radiales.

I.8.1. Turbine axiale à gaz

Les turbines à gaz axiales transforment l'élévation de pression du fluide en énergie cinétique, en détendant les gaz chauds à pression sortant de la chambre de combustion. Ces gaz détendus entraînent le rotor de la machines en lui communiquant de l'énergie mécanique. Il est souvent considéré que la détente est adiabatique car le fluide s'écoule à

travers la turbine à une grande vitesse . Comme les compresseurs axiaux, ces turbines sont constituées d'une tuyère (distributeur ou stator) et d'un rotor. Ce dernier comporte des grilles d'aubes dont les sommets sont généralement liés par une bande métallique (aubages fermés). Celle-ci permet de réduire les vibrations des aubes d'une part et de contrôler les fuites d'air à travers les sommets des ailettes d'autre part.

En pratique, la hauteur des aubes est élevée afin de faciliter la détente rapide des gaz tout en gardant l'uniformité de la vitesse axiale à travers chaque étage.

Du point de vue thermodynamique, on distingue deux classes de turbines axiales : Turbine à action et turbine à réaction .dans la turbine à action la chute de pression totale s'effectue dans les aubes fixes, alors que les aubes mobiles servent uniquement pour le changement de direction de la vitesse. dans la turbine à réaction, une partie de la chute de pression s'effectue dans les aubes fixes et le reste dans les aubes mobiles [4,5]

I.8.2.Principaux organes constitutifs

Dans une turbomachine, le fluide échange de l'énergie avec une ou plusieurs cellules. La quantité d'énergie qu'une cellule unique est capable d'échanger se trouve limitée pour des raisons de rendement ou de résistance mécanique, qui apparition dans l'étude particulière des divers appareils.

Lorsqu'il faut opérer, sur un débit donné de fluide, un transfert de travail supérieur à celui réalisable dans une seule cellule, on empile autour d'un même axe de rotation une succession de cellules élémentaires fonctionnent en série de manière à ajouter les énergies échangées dans chacune d'elles [6].

I.8.3.Fonctionnement des organes constituent une cellule

Les turbines comportent deux couronnes d'aubages : l'une fixe, l'autre mobile (figure I.3.) et des capacités qui assurent l'alimentation en fluide et l'échappement de celui-ci de ces organes remplissent toujours la même fonction :

☞ La couronne d'aubages fixes (stator), qui est située en amont dans une machine réceptrice (turbine) et en aval de la roue dans une machine génératrice (compresseur). L'espace compris entre deux aubages fixes constitue un canal fixe.ces aubages amènent le fluide au rotor en orientant sa vitesse.

☞ La couronne d'aubages mobiles, qui est portée par une roue (rotor) animée d'un mouvement de rotation à vitesse angulaire constant, opère un échange d'énergie mécanique entre le fluide et l'arbre.

Les couronnes d'aubages, qu'elles soient fixes ou mobiles, sont fréquemment appelées grilles d'aubes.

Les conduites d'entrée et de sortie peuvent dans certains cas contenir des aubages qui sont rigoureusement fixes lorsqu'il s'agit de réduire les pertes de l'écoulement par un meilleur guidage.

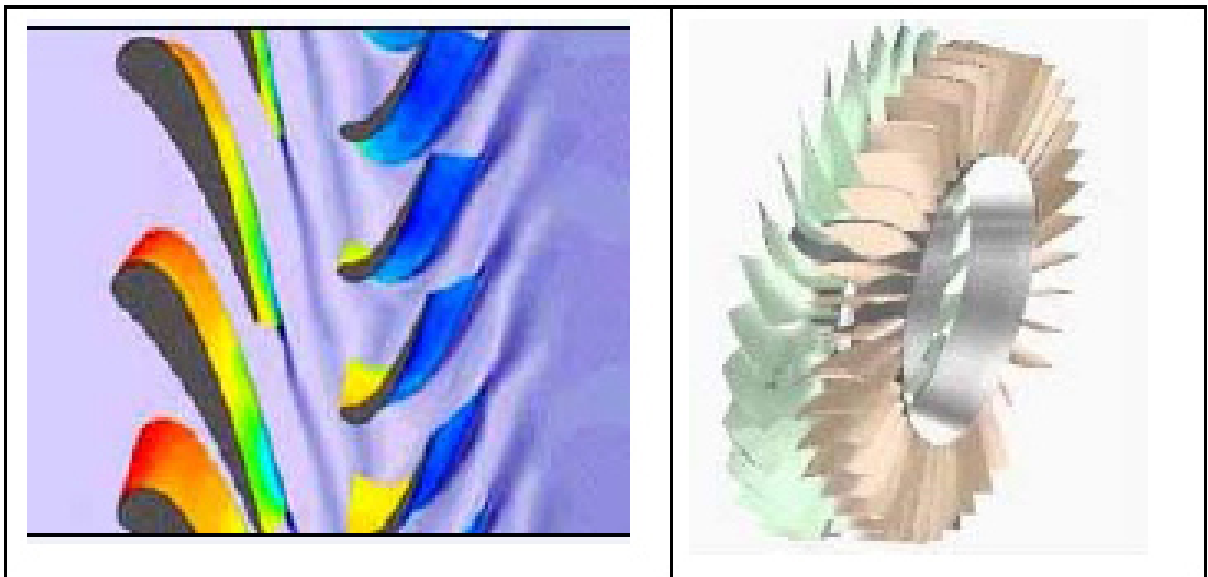


Figure I.3: couple rotor-stator.

I.8.4. Nombre d'étages de détente

- On dit qu'une turbine est mono étagée, ou monocellulaire, si toute la détente subit par l'air dans la turbine a lieu dans une seule rangée de tuyères fonctionnant en parallèle.
- On dit qu'une turbine multi étagées ou multicellulaire, si l'air est détendue de manière successive dans plusieurs rangées d'aubages fixes ou mobile

I.8.5. Principe de fonctionnement d'une turbine à gaz à cycle ouvert simple

Une turbine à gaz comprend les pièces principales suivantes : tuyère d'admission, compresseur, chambre de combustion, turbine et une tuyère d'échappement. Le compresseur fait augmenter la pression de l'air entrant (figure I.4). Ceci fait augmenter également la température. L'air fortement comprimé entre dans la chambre de combustion où le combustible est brûlé, apportant à l'air de l'énergie thermique. La combustion se passe

théoriquement à la pression constante mais en réalité, à cause de la perte de charge, la pression est légèrement inférieure à la pression d'entrée [7]. Les gaz brulés sont ensuite détendus en traversant la turbine dont le rotor est fixé sur le même arbre que celui du compresseur.

Dans la couronne d'aubages fixes (distributeur), le fluide subit un accroissement de vitesse, c'est-à-dire qu'il y a conversion d'une partie de son énergie piézométrique (la chute d'enthalpie et en même temps la chute de température et de pression) en énergie cinétique. Le fluide quittant les distributeurs a une grande vitesse, exerce sur chaque aube mobile un effort qui correspond à l'existence d'une surpression sur l'intrados et d'une dépression sur l'extrados. S'il n'y a pas de détente entre l'entrée et la sortie des canaux mobiles, les efforts aérodynamiques ainsi appliqués aux ailettes résultent seulement du changement de direction que le fluide subit au contact des ailettes (cas d'une turbine à action). Dans le cas contraire (turbine à réaction), une détente complémentaire vient augmenter la vitesse du fluide à la sortie des aubages mobiles.

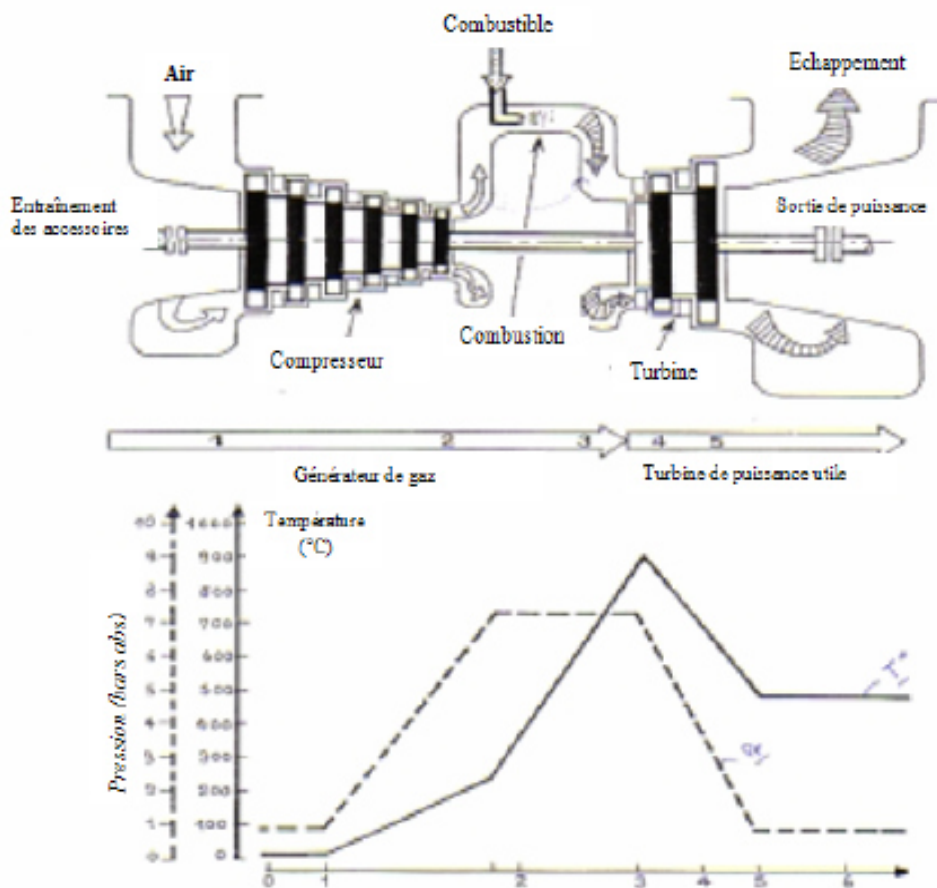


Figure I.4: évolution de la température et de la pression d'une turbine générale électrique type "frame 5"

I.8.6.Utilisation industrielle

Les turbine à gaz ou à vapeur sont utilisées pour entrainer les machines suivantes : des alternateurs utilisés pour la production d'électricité ; des compresseur volumétriques alternatifs (dans certaines seulement) ; des pompes ... [8]

Selon leur nature, les machines entrainées ont des caractéristiques très différentes (puissance, vitesse de rotation, rapidité de démarrage,..), ce qui implique que l'on trouve des turbines de types différents. Leur classement se fait en fonction :

- De la machine entrainée ;
- De la taille de la turbine : on rencontre des turbines de quelque KW et de plusieurs dizaines de MW dans la même usine ;
- Du type de turbine (action /réaction ; axiale /radiale) ;
- Du nombre d'étages de détente de l'air.

Pratiquement les turbines de faible puissance sont mono étagées et les turbines de forte puissance sont multi étagées .l'entrainement des petites machines se fera essentiellement par des turbines monocellulaires à action. Pour des puissances inférieures à 500 kW l'entrainement se fera surtout par des machines multicellulaires à action. Pour des puissances supérieures, les turbines à réaction deviennent intéressantes, ce types de détente ne ce rencontre que dans les turbines multicellulaires.

I.8.7.Problèmes et limitations

Les problèmes rencontrés dans l'industrie sont généralement liés par les phénomènes suivants :

- La température très élevées à l'entrée ;
- La pression (sous terme de contrainte) ;
- La charge (force) liées à la contrainte ;
- La nature du matériau.

Les aubes des turbines sont certainement la partie la plus sophistiquée de la machine. Elles sont généralement faites d'alliages spéciaux pour haute température. Une température à l'admission plus élevée donne habituellement un cycle plus efficace et améliore la production en puissance. Aujourd'hui, les moteur s les plus modernes peuvent fonctionner avec une température à l'admission de la turbine au dessus de 1800 k. les matières employées dans les aubes peuvent résister aux températures jusqu'à 1300 k maximum [9]. Donc le refroidissement interne des

aubes est nécessaire. La figure I.5 montre la destruction des aubes d'une turbine due à une température d'entrée excessivement élevée. [10].

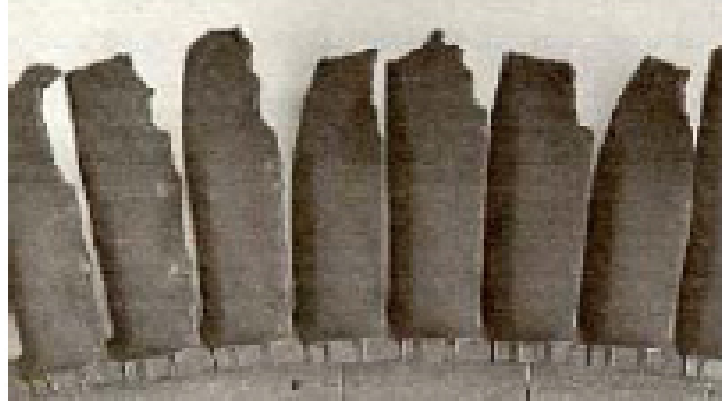


Figure I.5 : destruction de l'aube due à la température entrée turbine élevée (Rolls Royce 1973) (30).

D'autre part, on peut parler de la rupture mécanique qui dépend aussi du matériau, de la température, du mode de sollicitation (traction, flexion, fatigue,...) et de la vitesse d'application des contraintes [8]. Elle est caractérisée par la séparation irréversible d'un milieu continu en deux parties de part et d'autre d'une surface géométrique. Les différents modes de rupture sont ; rupture fragile, rupture après corrosion, rupture après fatigue mécanique, rupture par fluage.etc. le fluage étant le phénomène suivant lequel à une température donnée, le métal soumis à une contrainte d'intensité constante s'allonge en fonction du temps jusqu'à sa rupture.

En pratique, on cherche non seulement des matériaux très résistants, mais également des matériaux très tenaces (énergie de rupture très élevée).

Dans le cas des turbines transsoniques, les forts gradients de pression associés à l'onde de choc (interaction directe entre les chocs du bord de fuite du stator et le sillage) n'affectent pas seulement l'aérodynamique de l'écoulement dans le passage du rotor mais aussi le transfert thermique (Garside et autre 1994) [11]. Les aubes sont soumises à des périodes tandis que le régime de transfert de chaleur transitoire augmente la fatigue thermique entraînant ainsi une diminution de la résistance mécanique des aubes. La compréhension de telles interactions complexes est nécessaire pour améliorer la conception de l'aube et la

prévision du champ d'écoulement aussi bien que l'évolution de la fatigue mécanique et thermique.

I.9. Représentation de l'écoulement

L'analyse d'une turbomachine requiert de la connaissance de la vitesse de l'écoulement dans le passage inter-aube. Traditionnellement cet étude s'effectue à l'aide du diagramme ou triangle de vitesse .

I.9.1 Composition vectorielle des vitesses

Pour passer du domaine fixe au domaine mobile ou inversement , on utilise la règle classique en mécanique de la composition vectorielle des mouvements :

$$\vec{v} = \vec{u} + \vec{w} \quad (\text{I.1})$$

Avec

\vec{u} vitesse d'entraînement ou vitesse circonférentielle créés au point considéré par le mouvement de rotation autour de l'axe de la roue ;

$$\|\vec{u}\| = \omega r . \quad (\text{I.2})$$

Avec

ω : vitesse angulaire constante de rotation ,

r : distance du point considéré à l'axe de la roue .

\vec{v} : la vitesse absolue ;

\vec{w} : la vitesse relative.

I.9.2.Écoulement purement axial

La vitesse d'entraînement à l'entrée de la roue est égale à celle en sortie ; il est alors commode de tracer les triangles d'entrée et de la sortie avec le vecteur \vec{u} commun (figure I.7).

Une turbine axiale peut fonctionner sans aubes fixes , mais elle fournit alors peut de travail. Notons que β_2 est l'angle de sortie ($-\vec{u}, \vec{w}_2$) , contrairement aux autres angles , qui sont définis par rapport à \vec{u} . l'angle de sortie est le paramètre essentiel d'une grille d'aube et il est préférable qu'il soit le même que la grille soit utilisée en roue fixe ou en roue mobile [5].

I.9.3.Composante de vitesse

On est conduit à décomposer les vitesse \vec{v} ou \vec{w} considérées en un point de l'écoulement de deux composantes orthogonales fig(I.6) :

- Une composante projetée sur u dite tangentielle et désignée par v_u ou w_u et mesurée positivement dans le sens de rotation .
- Une composante projetée dans le sens de l'écoulement dite méridienne , désignée par v_m ou w_m

Les vitesse méridiennes sont en principe toujours positives, sauf dans des régimes de fonctionnement perturbés.

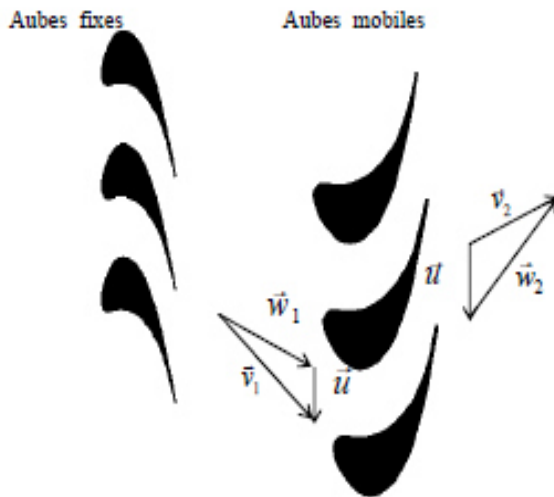


figure I.6 : schémas d'un étage de turbine à gaz.

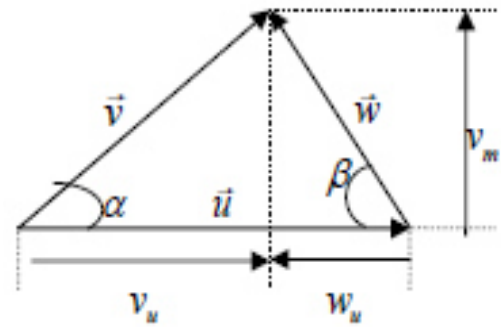


Figure I.7 : triangle de vitesses.

I.10.Condition d'arrêt isentropiques

Les paramètres d'état d'un gaz au repos sont p, T, ρ . si ce gaz est en mouvement , il faut définir en outre sa vitesse et dans ce cas , p, T et ρ sont appelées conditions statiques (ou locales).

Les échange thermiques d'un turbomachine avec l'extérieur sont le plus souvent négligeable , c'est-à-dire que leur fonctionnement est adiabatique ($\delta q = 0$), on à selon le premier principe de la thermodynamique :

$$h_1 = h + \frac{v^2}{2} \tag{I.3}$$

Ou :

h_1 : l'enthalpie d'arrêt (ou totale) ;

h : l'enthalpie statique .

On constate donc , pour un écoulement adiabatique , qu'à la traversée des aubages mobiles, c 'est la quantité :

$$h_i = h + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} \quad (\text{I.4})$$

Appelée rothalpie qui est utilisée.

Le deuxième principe de la thermodynamique peut s'exprimer par la relation :

$$dh = Tds + \frac{dp}{\rho} \quad (\text{I.5})$$

Où la variation d'entropie ds est due soit à des échanges de chaleur δq soit à des pertes δf . en écoulement adiabatique , la variation d'entropie est liée uniquement aux pertes . pour un gaz parfait , le premier principe peut aussi s'écrire :

$$T_i = T + \frac{v^2}{2c_p} \quad (\text{I.6})$$

Avec

C_p capacité thermique massique à pression constante .

$$C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$$

La vitesse du son est donnée par :

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s=cst}} = \sqrt{\gamma r T} \quad (\text{I.7})$$

D'où la relation entre températures d'arrêt et statique en fonction du nombre de mach :

$$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \text{Ma}^2 \quad (\text{I.8})$$

$$\text{Avec } M = \frac{V}{a}$$

Les expressions liant la pression et la masse volumique à celles de l'état d'arrêt isentropique sont :

$$\frac{P_i}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \quad (\text{I.9})$$

Et

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{I.10})$$

I.11. Etudes bibliographique

Durant le développement de la technologie, les aubes dans les turbomachines deviennent de plus en plus minces pendant que le diamètre des machines devient plus petit avec des vitesses d'écoulement plus élevées. Il devient de ce fait de plus en plus important de comprendre, prévoir et modéliser les charges sur l'aube [12]. Les données aérodynamiques et thermiques sont nécessaires aux mêmes conditions d'écoulement pour comprendre complètement la physique de l'écoulement [13]. Afin d'améliorer la durée de vie de l'aube ainsi que le rendement globale de ces machines.

Trois méthodes ont été largement utilisées dans l'analyse ainsi que la conception des Turbomachines modernes; la recherche expérimentale, l'analyse des données empiriques et les Méthodes numériques. Les travaux numériques ont été réalisées en utilisant les codes de calcul classiques qui malheureusement posent des problèmes liés à la convergence et à la précision des schémas numériques utilisés et nécessitent aussi un temps de calcul prohibitif, même sur les calculateurs les plus modernes. Expérimentalement les modifications sont très coûteuses. Donc la simulation numérique est la plus efficace.

II.11.1. Phénomènes induits par l'écoulement

Les écoulements inter-aubes sont très complexes. Ils sont fortement tridimensionnels, visqueux avec différents types d'écoulements secondaires et tourbillonnaires (vortex, passage vortex, etc.) figure (II.1). Leur interaction avec l'aube, les couches limites, possibilité de présence d'onde de choc, interaction Onde de choc/couche limite et sillages causent des pertes dans l'ensemble. Les écoulements transitoires et l'intensité de turbulence élevée engendrent des complexités additionnelles. A cause de cette nature, les méthodes analytiques sont très rares et imprécises. Les résultats des investigations expérimentales sont limités à une gamme étroite des paramètres d'écoulement dans la modélisation des turbomachines.

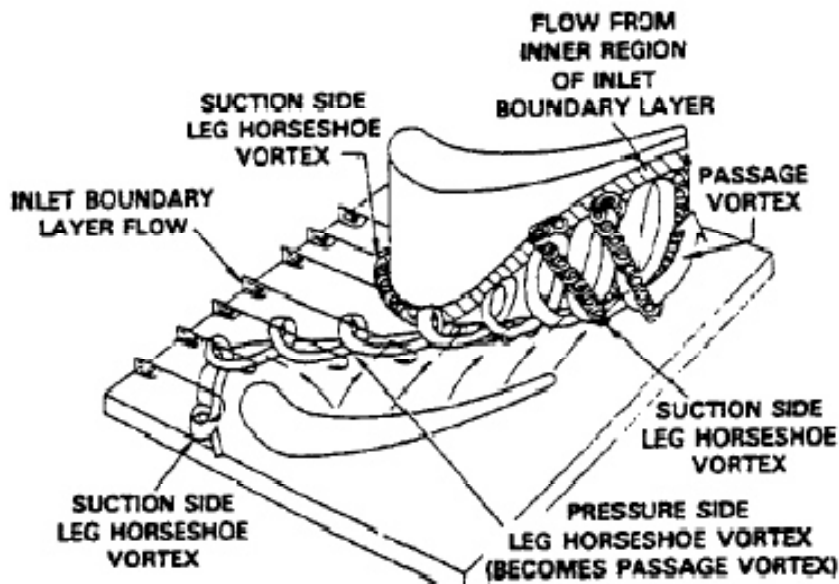


Figure I.8 : Modèle des écoulements secondaires par Sharma & Butler, (1987).

II.2 .Travaux réalisés expérimentalement

Depuis plusieurs décennies, l'intérêt des écoulements transsoniques n'a pas été négligé. De ce fait, de nombreux chercheurs ont été particulièrement intéressés à l'étude expérimentale dans le but de fournir des données précises pour la validation des codes numériques (CFD). Ces derniers sont actuellement largement utilisés par les industriels.

Graham et Kost, (1979) ont évalué l'interaction Onde de choc/couche limite dans une cascade De turbine transsonique. *Kiock et al*, (1986) étaient plutôt intéressés à l'étude expérimentale à Travers une cascade plane de turbine. *Mee et al*, (1992) ont mesuré les pertes causées par L'écoulement transsonique dans une cascade d'aubes de turbine. Blair, (1994) a proposé une Étude expérimentale du transfert de Chaleur dans un passage de rotor pour une turbine à large échelle. Quant à *Giel et al*, (1996); et *Vijay*, (2001), ils se sont penchés sur l'étude du transfert de chaleur. [23]

II.3.Travaux numériques

Beaucoup d'efforts de recherches ont été consacré pour comprendre et décrire l'aérodynamique et l'étude thermique dans les turbines et particulièrement dans les turbines axiales à gaz :

Avec l'augmentation du rendement et de la puissance des turbines à gaz modernes, les chercheurs ont continuellement essayé d'augmenter la température d'entrée au maximum. Ceci ne peut se faire qu'avec un refroidissement meilleur des aubes et une grande compréhension du transfert de chaleur et de la distribution tridimensionnelle de la température à l'intérieur de la turbine. Pour donner une analyse détaillée du refroidissement ainsi qu'une bonne structure thermique des aubes, plusieurs chercheurs ont traités numériquement l'écoulement tridimensionnel dont les effets sont très importants, notamment les écoulements secondaires, pour le transfert de chaleur Larsson, (1996); Giel et al, (1999); Laumert et al, (2000); et Vijay, (2001). Par contre, beaucoup d'auteurs Davidson, (1995) Larsson et Eriksson, (1995), Larsson, (1996); Yumin et Amano, (2000); Vogt et Fransson, (2002); et Bredberg, (2002); ont investi leurs efforts dans la modélisation et la compréhension de l'écoulement bidimensionnel.

Larsson et Eriksson, (1995) aient développé des méthodes pour la prédiction du transfert de chaleur extérieur dans les turbines supersoniques, la majeure partie de leur article traite d'une manière assez détaillée des grilles d'aubes subsoniques et transsoniques. Il a montré que dans le cas transsonique, la transition n'est pas apparente sur l'intrados et qu'un choc est localisé sur l'extrados juste au niveau du bord de fuite.

J. Fort, J.Furst, J. Halama, K. Kozel et Praha [14], [15] ont mené une solution numérique pour un écoulement tridimensionnel à travers une grille d'aubes dans une turbine

axiale. La méthode numérique utilisée était celle des volumes finis. Des maillages quadrilatérales et triangulaires ont été aussi utilisés. L'étude a été faite pour un stator et un rotor afin de permettre une comparaison entre les résultats obtenus dans les deux cas.

Cristian Wollblade [16], s'intéressait lui aussi aux écoulements dans les turbomachines et plus précisément aux interactions onde de choc – couche limite. Pour cela, il a tenté de résoudre le système RANS (Reynolds Averaged Navier Stocks Equations) par une simulation LES (Large Eddy Simulation). Un schéma semi – implicite a été développé ; il permet de réduire le temps de calcul à 60% sans que ça influe sur la précision du calcul.

A. Kourta et al [17] ont montré qu'en écoulement transsonique, l'interaction onde de choc/couche limite turbulente et les décollements qui en découlent sur l'extrados d'une aile induisent des instabilités appelées tremblement et provoquent des vibrations de la structure. Ce phénomène peut notablement influencer les performances aérodynamiques. Ces excitations autoentretenues peuvent produire suffisamment d'énergie pour exciter l'aile. Cette étude porte sur la simulation du tremblement aérodynamique (buffet) sans aborder les aspects aéroacoustiques (buffeting). L'objectif est de prédire correctement ce phénomène en utilisant les équations de Navier–Stokes instationnaires moyennées avec un modèle de turbulence à concept de viscosité turbulente ($k-\epsilon$) adapté à cette situation. Ce modèle utilise un coefficient de viscosité turbulente C_μ fonction des taux de déformation et de rotation. Pour valider ce modèle, on calcule tout d'abord l'écoulement sur une plaque plane à Introduction un nombre de Mach de 0,6. La comparaison avec les résultats analytique montre un bon accord. Le profil transsonique ONERA OAT15A est choisi pour décrire le tremblement. Les résultats montrent la capacité du modèle à prédire ce phénomène instationnaire. L'interaction onde de choc/couche limite est analysée et caractérisée.

Le dessin et l'optimisation des aubes de turbines, soumises à des écoulements à hautes températures, nécessitent la prédiction des caractéristiques aérodynamiques et thermiques de l'écoulement. Une méthode de calcul des écoulements visqueux aérothermiques a été développée par Pascal Kulisa et Jean-Michel Fougères [18]. Elle est basée sur une approche de couche limite compressible. Différents tests incluent la majeure partie des difficultés que l'on peut rencontrer dans la réalité : transition laminaire – turbulent, décollement, fortes accélérations, ondes de choc. Une prédiction satisfaisante du transfert de chaleur est observée.

Jan Halama, Tony Arts et Jaroslav Fort [19] ont présenté une simulation numérique des écoulements transitoires et permanents, les effets de la qualité du maillage, la dissipation numérique et des conditions aux limites sur la solution numérique ont été discutés. L'étude a été portée sur un profil d'aube de type VKI.

A. Ezzarfi, B. Kharbouch, A. Maalouf et A. Mimet [20] se sont intéressés à la modélisation et à la simulation de l'écoulement turbulent et bidimensionnel avec transfert de chaleur autour du profil NACA12. La simulation numérique a été réalisée à partir des équations de Navier Stokes. La turbulence a été prise en compte à l'aide d'un modèle algébrique non linéaire. La méthode utilisée est celle des volumes finis et le maillage de type collectif pour un système de coordonnées curvilignes ; le couplage pression – vitesse est réalisé par la méthode de substitution de pression (PSM).

M. Hachemi, L. Merahi et M. Abidat [21] ont présenté une simulation numérique de l'écoulement bidimensionnel stationnaire et incompressible autour Introduction d'un profil NACA32012, en résolvant les équations moyennées de Navier Stokes par la méthode des volumes finis. Deux codes de calcul sont utilisés pour cette simulation, l'un utilise une grille structurée (hexahedral) et l'autre utilise un maillage non structuré (tetrahedral). Les termes des flux à travers les faces du volume de contrôle sont exprimés en utilisant un schéma hybride centré. Le couplage vitesse–pression est réalisé en utilisant la procédure d'interpolation de Rhie et Chow. L'influence de l'angle d'incidence ainsi que le nombre de Reynolds sur les performances du profil sont étudiés. Des résultats numériques sont comparés avec des résultats expérimentaux obtenus d'une soufflerie de petite vitesse d'écoulement. Les résultats montrent qu'il existe un angle d'incidence optimal correspondant à une valeur maximale du coefficient de qualité du profil.

Xavier Toussaint ,dans son projet de DEA a traité par simulation instationnaire un écoulement transsonique et turbulent autour d'un profil supercritique[22]. L'objectif de ce travail était de tester quelques modèles de turbulence du type RANS pour la prévision du tremblement, en vue du développement futur d'une méthode hybride RANS/LES. Les modèles Spalart–Allmaras de Jones – Launder ont été testés au préalable en stationnaire, et le modèle de Spalart est apparu le plus apte aux calculs instationnaires du tremblement. Les calculs instationnaires ont révélé que la viscosité turbulente était surévaluée par le modèle de Spalart dans la zone de décollement et dans la zone de sillage, ce qui conduit à l'amortissement du tremblement.

Conclusion

L'écoulement dans les turbine a gaz est l'un des écoulement les plus complexe en mécanique des fluides .il est du a une variété de phénomènes d'écoulements produits dans les passages inter-aubes. ce chapitre nous a permis de connaitre les caractéristique , la structure ainsi le fonctionnement des turbomachine précisément les turbine a gaz ,et voir leur complexité et leur importance.

Nous allons décrire dans le prochain chapitre l'équation S gouvernant ces types de problème.

Chapitre II :

*Formulation mathématique des écoulements internes
en turbomachines*



Introduction

Nous présentons dans ce chapitre l'évolution qu'a subie la démarche de modélisation des turbomachines au cours du temps. Après un bref aperçu des équations générales qui régissent les écoulements internes en turbomachines, les différents types de solutions et leurs hypothèses simplificatrices, on présente les différentes méthodes spécifiquement adaptées à l'analyse de ces écoulements par ordre de complexité croissante : les méthodes unidimensionnelles, bidimensionnelles, quasi-tridimensionnelles et tridimensionnelles.

II.1 Equations générales de base

Les équations utilisées pour résoudre les écoulements dans les turbomachines dérivent, généralement des équations de Navier-Stokes et sont accompagnées d'hypothèses simplificatrices, associées à des considérations sur la géométrie, les bilans énergétiques ou la séparation des vitesses en une valeur moyenne et une partie fluctuante. En dehors du repère absolu, les équations peuvent aussi s'exprimer dans le repère relatif, en termes de la fonction de courant ou encore des variables exprimant sa courbure. Nous présentons ensuite l'ensemble des équations générales de la mécanique des fluides sur lesquelles sont basées les équations régissant l'écoulement dans les turbomachines.

II.1.1 Equation de continuité et équation de conservation de mouvement (Navier-Stokes)

Les formes différentielles de *l'équation de continuité* et l'équation de *conservation des quantités* de mouvement peuvent être obtenues à partir des relations intégrales sur un volume de contrôle et par l'application du théorème de la divergence. Si le fluide considéré est newtonien et la pesanteur est la seule force de volume agissant sur le domaine considéré, les équations régissant l'écoulement peuvent être exprimées ainsi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot \vec{V}) = 0 \dots\dots\dots (II.1)$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \left[(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right] = \vec{\nabla} p + \rho g + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left\{ \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right\} + \delta_{ij} \lambda \operatorname{div} \vec{V} \right] \dots (II.2)$$

- (1) (2) (3) (4) (5) (6) (7)

Les termes (1), (2), et (3) de l'équation (II.2) représentent l'accélération totale, convective, et locale. Le terme (4) représente la force de pression, le terme (5) la force de la pesanteur, les termes(6) et (7) les effets visqueux, où normalement la viscosité de dilatation est considérée comme nulle (c'est-à-dire $\lambda = \frac{-2}{3} \mu$ d'après l'hypothèse de Stokes).

Pour les écoulements laminaires incompressibles, la densité et la viscosité sont supposées constantes dans les équations (II.1) et (II.2). Ces équations représentent un ensemble complet de quatre équations pour quatre inconnues, à savoir, la pression et les trois composantes de la vitesse.

Pour des écoulements non visqueux, les deux derniers termes dans l'équation (II.2) sont nuls. Dans la plupart des écoulements internes, le cinquième terme de l'équation (II.2), (ρg), est négligé.

L'équation d'énergie est basée sur l'équation thermodynamique, elle s'utilise sous la forme:

$$\rho \frac{dh}{dt} = \frac{dp}{dt} + \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) + \Phi \dots \dots \dots (II.3)$$

Où Φ est la fonction de dissipation, représentant l'équivalent thermique de l'énergie mécanique liée à la dissipation visqueuse et les efforts de cisaillement :

$$\Phi = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \tau_{ij} = \mu \left[2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \lambda \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right]$$

Le premier terme de gauche de l'équation (II.3) représente la variation d'enthalpie ; $\frac{dp}{dt}$ et Φ sont les taux de travail des efforts de pression et de cisaillement ;

$\vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T)$ Le transfert de chaleur par conduction dans le fluide où k est le coefficient de conductivité thermique.

Pour des écoulements compressibles, le transport et la génération d'énergie sont couplés à la dynamique du mouvement du fluide, et donc l'équation d'énergie (II.3) doit être résolue en même temps que les équations de continuité et de quantité de mouvement. En

outre, une équation complémentaire associant la densité à la pression et à la température est nécessaire. Pour un gaz idéal, l'équation d'état est donnée par :

$$\frac{P}{\rho} = RT \dots\dots\dots (II.4)$$

Les équations (II.1) à (II.4) fournissent six équations (dans l'écoulement tridimensionnel) pour six inconnues : V, ρ, p, T .

II.1.2. Equations sous forme conservative

Dans beaucoup de cas (telle que la résolution numérique des équations de Navier-Stokes), les équations exprimées en termes de variables "conservatives" sont très utiles. Ces variables telles que $\rho, \rho_u, \rho_v, \rho_w, \rho_{h0}, \rho_e$, qui incluent la masse volumique s'appellent variables conservatives. Quand des variables "conservatives" sont utilisées dans un schéma de différences finies, les équations discrétisées conservent d'une façon plus précise la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Les équations de quantité de mouvement sous forme conservative peuvent être dérivées en combinant (III.1) et (III.2) pour donner, par exemple, l'équation de quantité de mouvement suivant l'abscisse x (supposant l'hypothèse de Stokes):

$$\frac{\partial \rho V_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho V_x^2 + P) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho V_x V_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_x V_z) = \rho g_z + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} V \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) \right] \dots\dots\dots (II.5)$$

L'équation de l'énergie (II.3) peut également être exprimée en termes d'enthalpie totale et de variables conservatives. Une telle forme est extrêmement utile dans la dynamique des fluides et les turbomachines dans les situations où les changements d'enthalpie totale sont faibles (par exemple, dans le cas d'un redresseur). L'équation de quantité de mouvement peut être transformée en:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} \vec{V} = -\vec{\nabla} P \cdot \vec{V} + (\vec{\nabla} \cdot \tau_{ij}) \cdot \vec{V}$$

En combinant cette équation avec (II.3) et (II.4), on obtient :

$$\rho \frac{d(H)}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \rho g \cdot \vec{V} + \vec{\nabla}(k\vec{\nabla}T) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \tau_{ij})$$

Avec $H = h + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}$. Cette équation peut être combinée avec

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \cdot \vec{V} H = \frac{\partial P}{\partial t} + \rho g \cdot \vec{V} + \vec{\nabla}(k\vec{\nabla}T) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \tau_{ij})$$

II.1.3 Equations simplifiées de mouvement

Les équations qui régissent l'écoulement peuvent souvent être simplifiées pour fournir des formes plus appropriées pour le traitement analytique ou numérique. Certaines de ces simplifications seront décrites par la suite :

II.1.3.1 Equations d'Euler

Pour les écoulements non visqueux ($\mu = 0$), l'équation (II.2) est connue comme l'équation d'Euler :

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \left[(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right] = -\vec{\nabla}P + \rho \vec{F} \dots \dots \dots (II.6)$$

Où \vec{F} représentent les forces externes de volume, comme par exemple l'accélération de la pesanteur ou les forces d'aubages dans l'hypothèse de symétrie axiale dans les turbomachines. Cette hypothèse est pleinement justifiée dans beaucoup de cas d'importance par la séparation des écoulements en deux zones : une zone dite visqueuse près des parois où les effets dus aux gradients de vitesses sont importants et une zone dite saine dont les effets visqueux sont négligeables (figure II=I.1). Dans la zone visqueuse, ce sont les équations Navier-Stokes qui régissent l'écoulement, souvent sous une forme simplifiée adaptée au rapport des échelles longitudinales et transversales qui caractérisent les couches limites. Dans la zone saine, on peut utiliser les équations d'Euler avec un important gain en simplicité et temps de calcul.

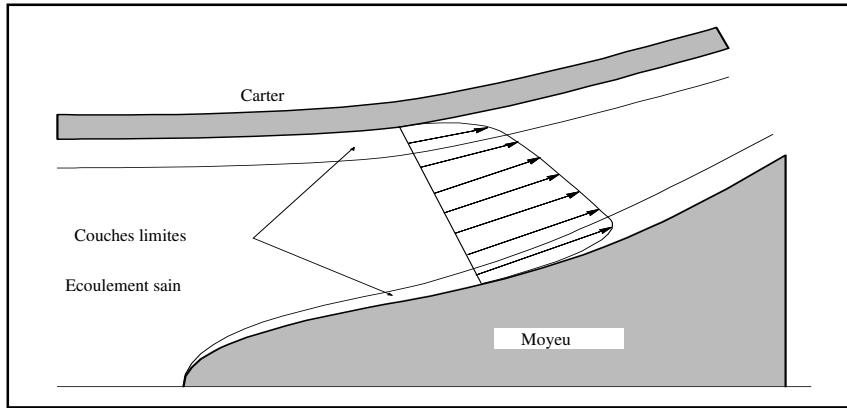


Figure II.1 : Modèle de l'écoulement à trois zones.

II.1.3.2 Equations de l'écoulement incompressible

Dans beaucoup d'écoulements, le fluide est incompressible et les gradients de viscosité sont faibles. Les termes visqueux des équations de quantité de mouvement peuvent alors être simplifiés et l'équation d'énergie n'est pas prise en compte. Dans ce dernier cas, l'équation de continuité est donnée par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \dots\dots\dots (II.7)$$

Et l'équation de quantité de mouvement, négligeant les effets de la pesanteur, par:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{V} \dots\dots\dots (II.8)$$

II.1.3.3 Équations liées à l'écoulement potentiel

Un autre niveau d'approximation est constitué par le principe d'irrotationnalité, $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{V} = \mathbf{0}$. Pour le vecteur vitesse dont le rotationnel est nul, on démontre que la vitesse dérive d'un potentiel scalaire ϕ :

$$\vec{V} = \vec{\nabla} \phi \dots\dots\dots (II.9)$$

En substituant cette équation dans l'équation de continuité et en éliminant ρ dans l'équation de quantité de mouvement, on obtient :

$$dp = -\rho d \left[\frac{(V_x^2 + V_y^2 + V_w^2)}{2} \right] \dots\dots\dots (II.10)$$

qui mène à l'équation suivante dans un système cartésien :

$$(1 - M_x^2)\phi_{xx} + (1 - M_y^2)\phi_{yy} + (1 - M_z^2)\phi_{zz} - 2M_xM_y\phi_{xy} - 2M_xM_z\phi_{xz} - 2M_yM_z\phi_{yz} = 0 \dots\dots\dots (II.11)$$

Où :

$$M_x = \frac{V_x}{a}, \quad M_y = \frac{V_y}{a}, \quad M_z = \frac{V_z}{a}$$

$$\phi_x = V_x, \quad \phi_y = V_y, \quad \phi_z = V_z$$

et a est la vitesse du son dans le milieu. Cette équation est hyperbolique pour les écoulements supersoniques et elliptique pour des écoulements subsoniques. Beaucoup d'autres simplifications peuvent être faites notamment si l'écoulement est incompressible, l'équation (II.10) se réduit à:

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} + \phi_{zz} = 0 \dots\dots\dots (II.12)$$

L'écoulement représenté par ces équations a été, historiquement, le champ le plus largement exploré dans le domaine de la mécanique de fluides. Les solutions de l'écoulement autour d'une aile d'avion, dans une grille d'aube et l'écoulement autour d'autres corps profilés ont pu être obtenues. Robertson , Milne-Thompson et Karamachetti fournissent une couverture très bonne de ce domaine pour les cas de corps isolés.

II.3.3.4 Équations en termes de fonction de courant

Dans l'écoulement potentiel stationnaire et bidimensionnel, l'équation d'Euler peut être simplifiée en définissant une nouvelle fonction en liaison avec le champ de vitesses. La fonction de courant pour l'écoulement stationnaire et bidimensionnel peut être définie par :

$$\frac{\rho_o}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\rho_o}{\rho} \psi_y = V_x$$

$$\frac{\rho_o}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\rho_o}{\rho} \psi_x = -V_y$$

En adoptant ces équations, on satisfait automatiquement l'équation de continuité, équation. (II.1).

Si l'écoulement est incompressible, l'équation précédente peut être simplifiée pour donner:

$$\psi_{xx} + \psi_{yy} = 0 \dots\dots\dots (II.13)$$

qui est l'équation de Laplace pouvant être résolue sur un domaine par diverses techniques standard. Dans un écoulement bidimensionnel, il est avantageux de résoudre une équation aux dérivées partielles comme (III.12) en ψ plutôt que de résoudre deux équations en V_x et V_y . Cette approche est donc largement répandue pour les écoulements bidimensionnels. L'approche fonction de courant peut également être utilisée dans l'analyse des écoulements visqueux. Les équations en fonction de courant sont largement répandues dans les domaines suivants:

- Les écoulements non visqueux et incompressibles bidimensionnels
- Écoulements compressibles non visqueux et irrotationnels bidimensionnels ($w = 0$)
- Couches limites bidimensionnelles.

II.2. Equations particulières pour les turbomachines

D'une manière générale, les écoulements dans les turbomachines sont tridimensionnels, instationnaires, visqueux, turbulents et compressibles. Parmi les approches simplificatrices, on trouve l'hypothèse d'Euler supposant un nombre infini d'aubages. Cette hypothèse est équivalente à l'hypothèse de symétrie axiale de l'écoulement à condition d'être accompagnée d'un champ de forces d'aubage équivalent.

Depuis longtemps, les concepteurs ont traité l'écoulement tridimensionnel complexe dans les machines comme la superposition d'un certain nombre d'écoulements bidimensionnels. La première formalisation de cette idée a été proposée par Wu en 1952 [24]. Ceci a permis une démarche simplifiée du tracé des pales ou des techniques de sélection de profils. Wu a démontré qu'en combinant les différentes composantes des équations dynamiques qui régissent l'écoulement, on peut obtenir des systèmes d'équations pour les deux types de surfaces définies en figure (II.1) Cette décomposition est à l'origine de deux types d'écoulements : l'écoulement "méridien" et l'écoulement "aube à aube". C'est ainsi que ces deux types des surfaces S_1 et S_2 sont appelées, respectivement, surfaces aube à aube et surfaces méridiennes. On peut définir un nombre arbitraire de surfaces de chaque type, mais les méthodes les plus utilisées considèrent une seule surface méridienne moyenne. Cette simplification équivaut à négliger les différences induites par la proximité des pales sur les

surfaces aube à aube (figure II.1). Néanmoins, la méthode proposée par Hirsch et Warzee prend en compte ces différences par les moyennes azimutales des équations dynamique

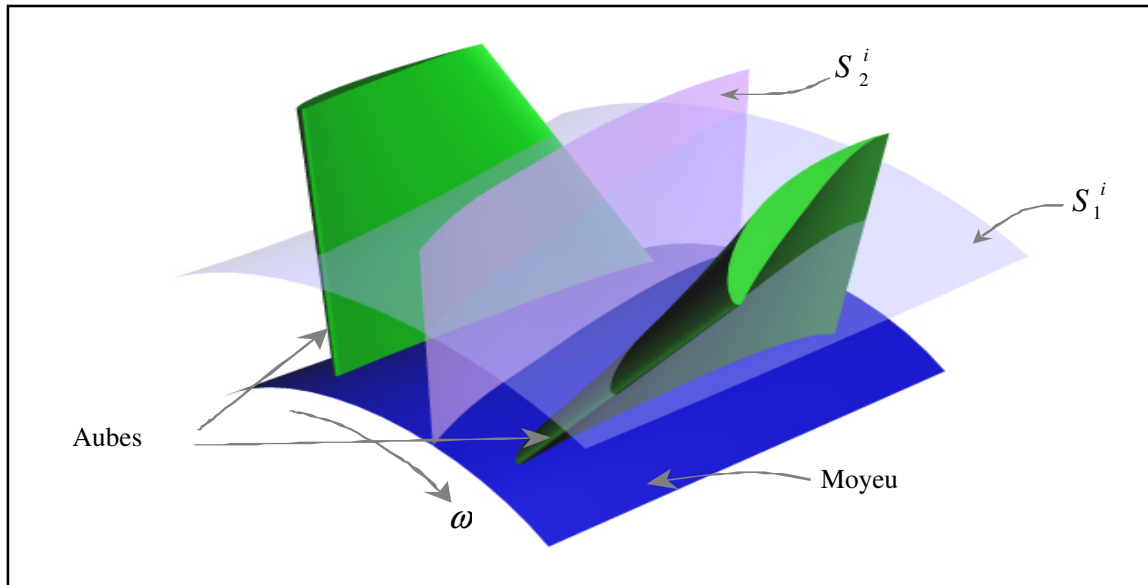


Figure II.2 : Surfaces de courant au sein d'une turbomachine

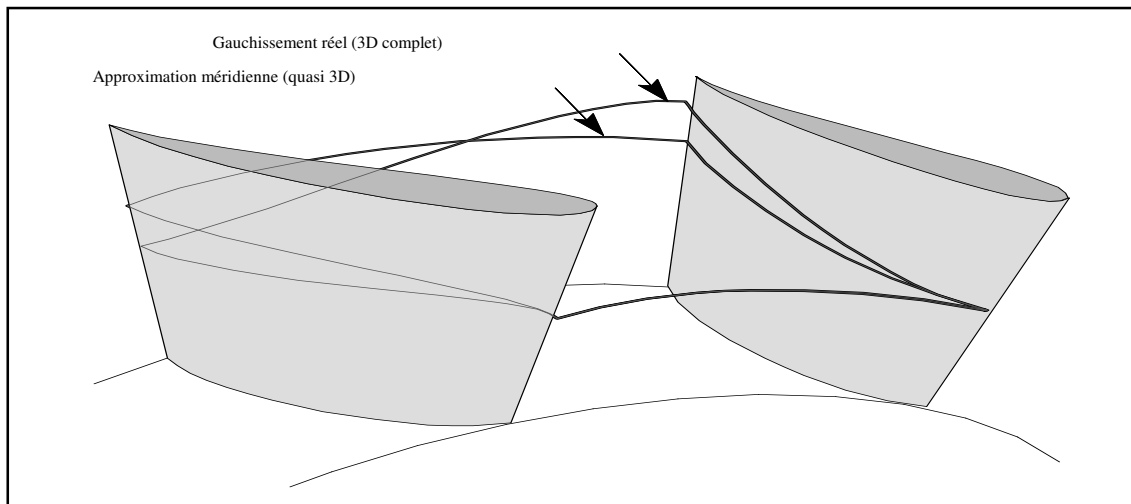


Figure II.3 : Surfaces de courant 3D au sein d'une turbomachine.

En figure (II.5), on a représenté une de ces surfaces S_1 sous l'hypothèse de symétrie axiale. On a représenté ici l'intersection de la surface avec les pales et les lignes de courant moyennes. En outre, on peut apprécier les vecteurs représentant la vitesse absolue d'une particule de fluide \vec{V} et ses composantes V_r , V_θ et V_z ; la vitesse relative (dans le repère relatif tournant avec la machine à vitesse angulaire Ω) \vec{W} et ses composantes W_r , W_θ et W_z , et la

vitesse d'entraînement $\vec{U} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$. Un paramètre d'importance capitale apparaît sur cette figure la vitesse méridienne $\vec{V}_m = \vec{V}_r + \vec{V}_z$. On peut ainsi écrire les relations suivantes :

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{U} \Rightarrow \begin{cases} V_z = W_z, \\ V_r = W_r, \\ V_\theta = W_\theta + \Omega r. \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

$$\tan \alpha = \frac{V_\theta}{V_m} \quad (\text{II.15})$$

$$\tan \beta = \frac{W_\theta}{W_m} \quad (\text{II.16})$$

où les angles α et β représentent les directions absolues et relatives de la vitesse d'écoulement.

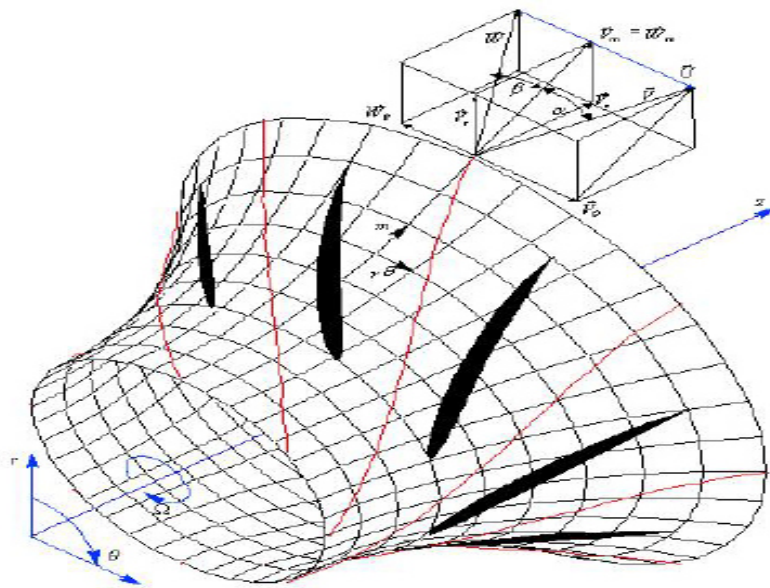


Figure II.4 : Définition des paramètres de l'écoulement dans une turbomachine.

Chaque surface de courant interceptera la grille en formant une grille circulaire de profils. L'écoulement qui se développe sur chaque surface S_1 peut être étudié à l'aide de la transformation conforme en écrivant :

$$\eta = \frac{t N_a}{2\pi} \int \frac{dm}{r} \dots\dots\dots (II.17)$$

$$\xi = \frac{t N_a}{2\pi} \theta \dots\dots\dots (II.18)$$

qui transforme le système de coordonnées $(m, r\theta)$ en (ξ, η) et qui permet de ramener la grille circulaire de la figure (II.4) à la grille plane de la figure(II.5).

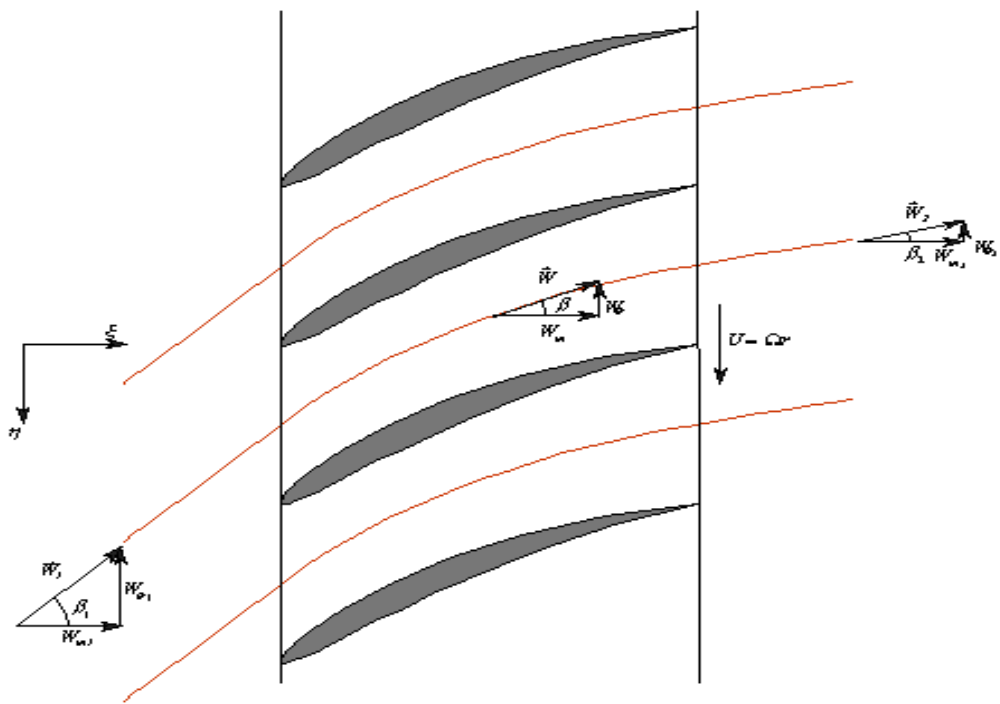


Figure II.5 : Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan aube à aube.

L'écoulement tridimensionnel complet peut donc être modélisé par une série de grilles planes bidimensionnelles, chacune correspondant à une surface S_1 axisymétrique, plus ou moins régulièrement distribuées dans l'espace annulaire. Normalement, six à dix sections seront suffisantes pour représenter correctement l'écoulement dans une machine classique.

L'avantage de cette approche simplifiée réside dans le fait que l'équation d'Euler peut être appliquée à chaque section de façon indépendante pour déterminer les triangles de vitesse à l'entrée et à la sortie de chaque section. La tâche du concepteur consiste à sélectionner la forme du profil pour obtenir la déflexion requise entre l'angle β_1 à l'entrée et l'angle β_2 à la sortie tout en limitant les pertes d'énergie par frottement.

En figure 2.6, on montre le plan méridien permettant de définir le rayon de courbure des lignes de courant méridiennes r_m et son angle de conicité δ . D'autre part, on introduit, sur la même figure, l'épaisseur relative des tubes de courant b qui avec la relation $\rho_o b_o r_o V_{m_o} = \rho b r V_m = cte.$, issue de l'équation de continuité (le premier terme correspond aux valeurs à l'infinie amont), permet de compléter les calculs impliqués par la transformation conforme.

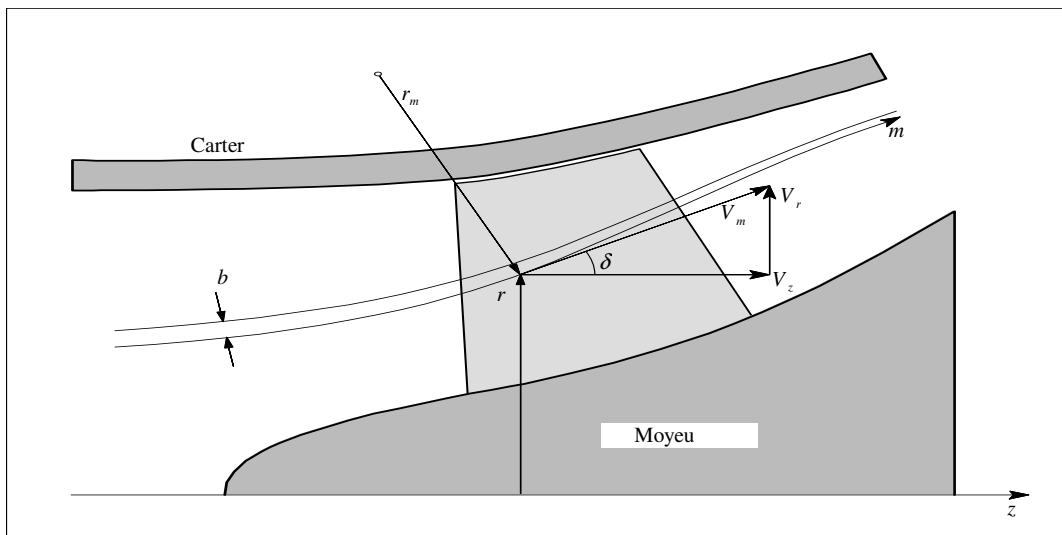


Figure II.6 : Définition des paramètres de l'écoulement dans le plan méridien.

Les équations du mouvement régissant les écoulements turbulents en turbomachines sont fortement non linéaires et la plupart des solutions analytiques disponibles sont pour des écoulements très simples. La résolution implique plusieurs hypothèses selon le type de machine, la géométrie des aubages et les conditions d'écoulement. Les premières tentatives pour résoudre numériquement ces équations sont apparues vers la fin des années 60 (Cooper et Bosch, 1966, Marsh, 1968). Il existe plusieurs méthodes pour résoudre ces équations parmi elles on cite la méthode unidimensionnelle, quasi tridimensionnelles et la méthode tridimensionnelles.

II.3. Méthodes unidimensionnelles

Les méthodes unidimensionnelles travaillent sur une ligne de courant moyenne, sur un tube de courant ou sur un rayon moyen de la machine, ce qui permet de définir un travail représentatif des performances globales. Dans la réalité, il est évident que les performances seront déterminées non seulement par la section moyenne mais également par la moyenne de tout l'écoulement du moyeu au carter. Bien entendu, l'écoulement réel est tridimensionnel et, en fait, extrêmement complexe. Néanmoins, les relations unidimensionnelles parviennent à décrire assez bien l'écoulement interne pour être à l'origine d'une grande partie des méthodes très répandues dans l'industrie. Avec en outre l'avantage non négligeable de sa simplicité intrinsèque.

II.3.1. Equation d'Euler pour les turbomachines

L'une des premières et des plus importantes relations unidimensionnelles qui a été mise en évidence est **l'équation d'Euler** des turbomachines. Elle se traduit par l'équation suivante applicable sur une ligne de courant (figure II.7):

$$H_1 - U_1 V_{\theta 1} = H_2 - U_2 V_{\theta 2}. \dots\dots\dots (II.19)$$

Où H est l'enthalpie totale :

$$H = h + \frac{1}{2} V^2$$

Cette équation peut être dérivée en combinant l'équation de conservation de la quantité de mouvement rotationnel et la conservation de l'énergie pour un volume de contrôle (Lewis 1996 , Lakshminarayana 1995).

L'équation d'Euler des turbomachines exprime sous une autre forme la conservation, le long d'une ligne de courant et pour tout l'espace fluide contenu dans la machine, de la rothalpie formée par la quantité :

$$I = H - UV_e = cte. \dots\dots\dots (II.20)$$

Cette propriété a été introduite pour la première fois par Wu en 1955 . Si l'écoulement est visqueux, la rothalpie se conservera approximativement car les puissances introduites pour les forces de cisaillement sont en général très faibles, mais on ne peut pas dire pour autant s'il

s'agit d'un écoulement non permanent ou compressible avec échanges de chaleur. C'est le cas, notamment, des écoulements dans les jeux radiaux ou dans les machines thermiques. Lyman, 1993 . a étudié l'équation de transport de la rothalpie dans les cas les plus complets et fournit une description détaillée de tous ses termes.

L'équation d'Euler telle qu'elle est montrée ici est unidimensionnelle dans la mesure où elle est applicable à l'unité de masse de fluide qui suit la ligne désignée par le tube de courant élémentaire illustré sur la figure(II.7). La projection azimuthale de ce tube de courant infinitésimal sur le plan (z,r) conduit à la définition d'une famille de lignes de courant méridiennes dont le moyeu et le carter sont des lignes de courant limites. Il est clair qu'une équation d'Euler peut être utilisée pour chaque ligne de courant méridienne pendant le stade de conception d'une turbomachine et que ces équations produiront une spécification précise du changement de vitesses tangentiels de $V_{\theta 1}$ à $V_{\theta 2}$ qui est requis pour passer d'une pression totale p_{o1} à p_{o2} .

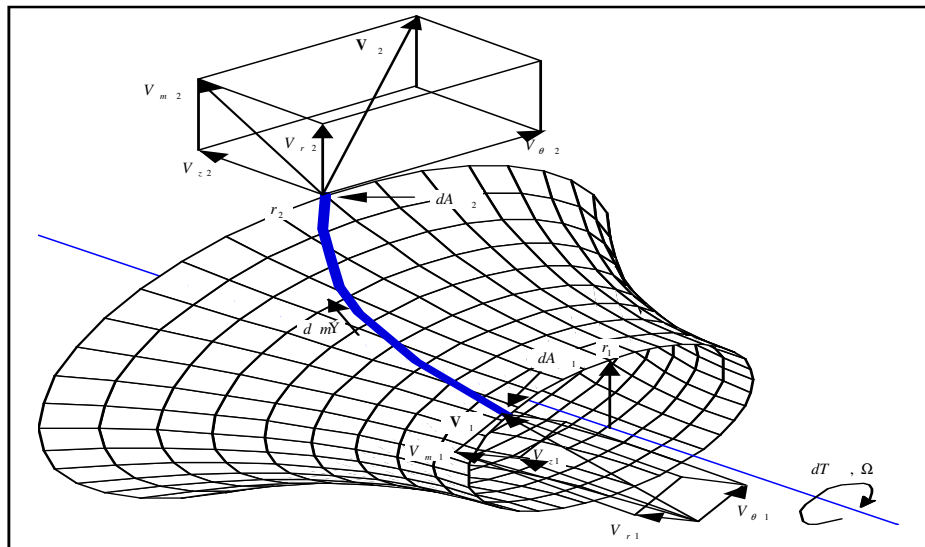


Figure II.7 :Lignes de courant dans le repère absolue.

Pour les écoulements incompressible, la rothalpie peut être exprimée sous la forme suivante :

$$I = \frac{P_0}{\rho} - UV_{\theta} = \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}V^2 - UV_{\theta} \dots \dots \dots (II.20.a)$$

L'introduction de la vitesse \overline{W} permet aussi d'exprimer la rothalpie en fonction de la vitesse relative :

$$I = \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}W^2 - \frac{1}{2}U^2 \dots\dots\dots(\text{II.2.b})$$

Les diverses définitions de la rothalpie, serviront pour établir les termes de pression à partir des champs cinématiques des écoulements internes.

II.4.Méthode quasi-tridimensionnelle

Ce concept introduit par Wu [24] est basé sur la notion d'écoulement moyenné. Le modèle quasi-tridimensionnelle consiste à décomposer l'écoulement tridimensionnel en deux écoulements bidimensionnels : le plan méridien et le plan aube à aube (figure II.2). Cette décomposition devient la première étape pour l'étude tridimensionnelle de l'écoulement et se trouve à l'origine de plusieurs logiciels de calcul .Lewis1996 [25], Luu et al [26] utilisent la méthode Q-3D pour la conception d'une turbomachine munie de pales intercalaires.

II.4.1 Ecoulement méridien

L'analyse de l'écoulement méridien peut présenter un champ cinématique extrêmement complexe, même si dans tous les cas l'écoulement est permanent. Différentes techniques de résolution sont établies en partant de méthodes simplifiées unidimensionnelles jusqu'à de véritables méthodes Q-3D. Ces approches sont dénombrées en ordre croissant de complexité sur le tableau (II.1) et brièvement détaillées par la suite.

Tableau II.1 : Diverses méthodes de résolution de l'écoulement méridien.

Diverses méthodes utilisées pour la résolution de l'écoulement méridien	Dimension
Équilibre radial simplifié (ERS)	1D
Théories des disques actuateurs	1D/2D
Méthode complète Quasi-3D	Q3D

L'équilibre radial simplifié (ERS)

L'équilibre radial simplifié (ERS) est la méthode la plus simple et la plus répandue lors du dimensionnement ou de la définition d'une vue méridienne. Dans le cas d'un écoulement stationnaire, axisymétrique, loin de la zone aubée et considérant $V_u = 0$, les équations de mouvement sont simplifiées pour obtenir l'équation régissant l'ERS :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{V_u^2}{r} \dots\dots\dots (II.21)$$

Cette équation établit l'équilibre entre la force centripète et le gradient de pression dans la direction radiale. Elle permet de connaître la position des lignes de courant au cours de la traversée de la machine. L'équation 2.21 peut être réécrite en remplaçant le terme de pression à l'aide de l'équation de conservation de la rothalpie. On obtient ainsi l'équation différentielle :

$$\frac{\partial V_z^2}{\partial r} = \frac{\partial V_u^2}{\partial r} + 2\Omega \frac{\partial(rV_u)}{\partial r} - 2 \frac{\partial V_u^2}{\partial r} = 2 \left(\Omega - \frac{V_u}{r} \right) \frac{\partial(rV_u)}{\partial r} \dots\dots\dots (II.22)$$

Théorie des disques actuateurs

La théorie des disques actuateurs introduit un moyen simple pour l'amélioration de l'analyse issue de l'équilibre radial simplifié, en permettant la détermination du profil de vitesse à l'amont et à l'aval de la zone aubée. Cette approche, fortement documentée par Horlock, a été développée pour la prédiction de l'écoulement méridien dans les machines Axiales. Le principe d'un disque actuateur est schématisé sur la figure (II.8)

Cette approche considère que la déviation induite par la pale sur le champ méridien de l'écoulement est produite par un plan imaginaire localisé à une distance moyenne entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Dans le modèle que l'on présente, la vitesse tangentielle V_θ ainsi que la pression statique p présentent un saut au passage du disque, tandis que les vitesses axiale et radiale varient de façon continue. Les hypothèses retenues dans cette théorie sont les suivantes :

- l'écoulement est stationnaire et axisymétrique,
- la vitesse radiale est faible partout,
- l'écoulement est en équilibre radial à l'amont et à l'aval loin des pales .
- et l'évolution est adiabatique et réversible

On peut décomposer les vitesses à l'amont et à l'aval, sous la forme d'une partie constante et d'une perturbation produite par l'action des pales :

$$V_r(r,z) = v_r(r,z)$$

$$V_\theta(r,z) = V_{\theta\infty}(r) + v_\theta(r,z)$$

$$V_z(r,z) = V_{z\infty}(r) + v_z(r,z)$$

L'indice ∞ indique les valeurs prises loin des pales. Les termes v_r, v_θ, v_z représentent les perturbations dues au disque. On peut démontrer, compte tenu des hypothèses faites que les perturbations sont de caractère potentiel pouvant s'écrire :

$$v_r = \frac{\partial\phi}{\partial r}; \quad v_z = \frac{\partial\phi}{\partial z}$$

donnant pour l'équation de continuité:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = \nabla^2\phi = 0 \quad \dots\dots\dots (II.23)$$

Différents travaux, Hawthorne et Horlock (1962), Horlock (1978) et Lewis (1995), ont impulsé cette technique permettant son application pour des machines axiales ou mixtes à écoulement compressible et incompressible (Lewis [27]).

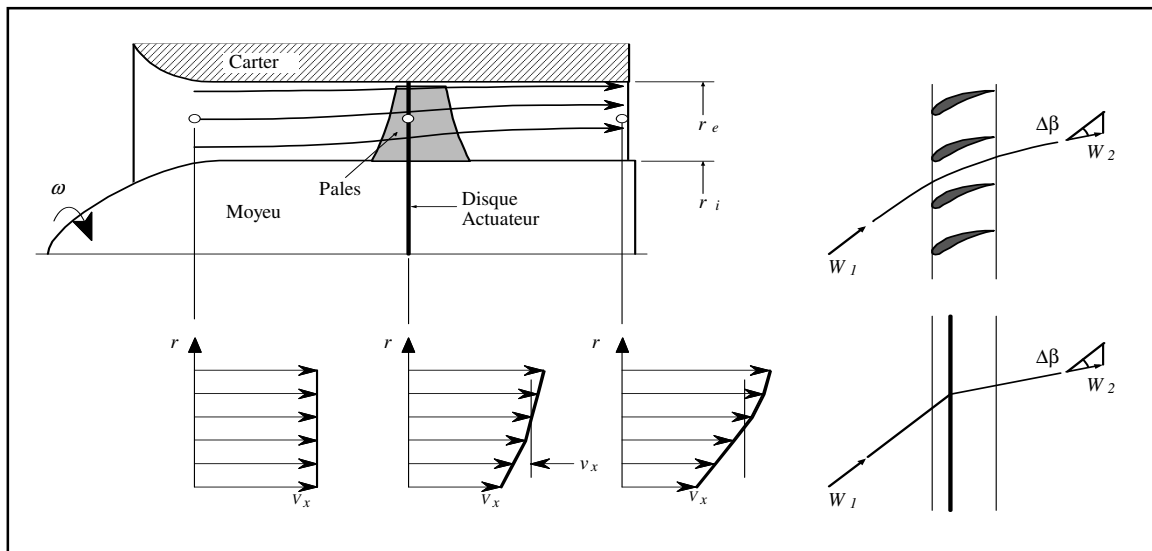


Figure II.8 : Evolution axiale des caractéristiques dans la théorie des disques actuateurs .

II.4.2. Méthode complète Quasi-3D

Si aux équations d'Euler dans un repère absolu et en coordonnées cylindriques on impose les hypothèses d'un écoulement stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) avec symétrie axial ($\partial/\partial \theta = 0$), on obtient les équations qui représentent le bilan de quantité de mouvement. Dans les trois directions (z, r, θ) on obtient respectivement :

$$V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + F_z \dots\dots\dots (II.24)$$

$$V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{V_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + F_r \dots\dots\dots (II.25)$$

$$V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} + \frac{V_r \cdot V_\theta}{r} = F_\theta \dots\dots\dots (II.26)$$

Où V_z, V_r et V_θ sont les composantes de la vitesse absolue et F_z, F_r et F_θ constituent les composantes des efforts appliqués sur le fluide par les pales (forces d'aubages) ou par d'autres forces extérieures ; p représente le champ de pression qui agit sur l'écoulement et ρ la masse volumique du fluide.

Reprenons l'équation de conservation de la rothalpie ou l'équation d'Euler pour les turbomachines :

$$\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} - UV_\theta = cte \dots\dots\dots (II.27)$$

Où V , la vitesse absolue de l'écoulement est calculable en fonction de ses composantes :

$$V^2 = V_z^2 + V_r^2 + V_\theta^2 \dots\dots\dots (II.28)$$

et U la vitesse d'entraînement est donnée par:

$$U = \Omega \cdot r \dots\dots\dots (II.29)$$

En prenant les dérivées de l'équation (2.27) en r et z , nous écrivons respectivement :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_\theta \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{\partial(UV_\theta)}{\partial r} = 0 \dots\dots\dots (II.30)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial z} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_\theta \frac{\partial V_\theta}{\partial z} - \frac{\partial(UV_\theta)}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (II.31)$$

En substituant ces derniers termes en pression dans les expressions (III ,24), (III.25), nous arrivons au système d'équations suivant correspondant au de bilan de quantité de mouvement :

$$V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} - V_r \frac{\partial V_r}{\partial z} = V_\theta \frac{\partial V_\theta}{\partial z} - \frac{\partial U.V_\theta}{\partial z} + F_z \dots\dots\dots (II.32)$$

$$V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} - V_z \frac{\partial V_z}{\partial r} = \frac{V_\theta^2}{r} + V_\theta \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{\partial U.V_\theta}{\partial r} + F_r \dots\dots\dots (II.33)$$

Avec l'introduction de la fonction de courant méridienne ψ , nous pouvons écrire les expressions des composantes V_z et V_r de la vitesse dans le plan méridien :

$$V_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \dots\dots\dots (II.34)$$

$$V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \dots\dots\dots (II.35)$$

Ces dernières expressions sont introduites dans le premier membre commun des équations II.32 et II.33 :

$$\frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (II.36)$$

À partir de cette dernière expression, on peut éliminer les composantes méridiennes du bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = -r(V_e - U) \frac{\partial(rV_\theta)}{\partial z} - r^2 F_z \dots\dots\dots (II.37)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = -r(V_e - U) \frac{\partial(rV_\theta)}{\partial r} - r^2 F_r \dots \dots \dots (II.38)$$

Les seconds membres de ces équations sont fonction, principalement, de la vitesse azimutale V_θ et de ses dérivées dans les directions z et r . On verra, en outre, que les composantes des efforts qui apparaissent, peuvent aussi être exprimées en fonction de V_θ et de leurs dérivées. C'est donc par le biais de V_θ que le couplage avec le calcul aube à aube pourra être effectué.

II .4.3 Ecoulement aube à aube

L'écoulement aube à aube représente le complément de l'écoulement méridien pour la description quasi tridimensionnelle de l'écoulement. Bien qu'il s'agisse de solutions proprement bidimensionnelles elles permettent d'étudier principalement la forme des aubes et leur influence sur l'écoulement.

Nous avons vu que lorsque l'écoulement est incompressible et irrotationnel, l'écoulement aube à aube est régi par les équations suivantes qui correspondent à l'écoulement potentiel :

$$\psi_{xx} + \psi_{yy} = 0$$

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} = 0$$

Les conditions aux limites à satisfaire par ces équations sont que la vitesse et la pression à l'infini amont correspondent aux valeurs de l'écoulement libre non perturbé (par conséquent, ψ_x, ψ_y ou ϕ_x, ϕ_y sont spécifiés en amont) et que les surfaces des pales sont des lignes de courant.

les méthodes disponibles pour résoudre l'écoulement traversant une grille d'aubes sont brièvement classées et résumées sur le tableau II.2

Tableau II.2 : Méthodes pour la résolution de l'écoulement aube à aube.

<i>Méthodes pour la résolution l'écoulement aube à aube</i>	<i>Caractéristiques</i>
Méthodes globales	Détermination de la déflexion à l'aide de corrélations expérimentales (Wislicenus [28], Noguera [29]).
Méthodes des singularités	La forme du profil est remplacée par un ensemble de singularités comme des sources, des puits ou des tourbillons, afin de produire par la superposition de leurs effets un champ harmonique satisfaisant aux conditions aux limites imposées. Peut être utilisé pour la modélisation d'un écoulement instationnaire (Belamri [30]).
Méthodes matricielles	Comme pour l'écoulement méridien, elle introduit la fonction de courant ψ pour la modélisation des équations de continuité et quantité de mouvement. Ainsi, dans la méthode développée par Katsanis [31], pour la résolution de l'équation différentielle du second ordre, la méthode de différences finies est utilisée.
Méthodes de l'hodographe	Pour la résolution de l'écoulement 2D. On ramène l'écoulement en grille d'aubes à une fraction de l'écoulement potentiel source-puits.
Méthode Numérique	Dans cette méthode, les équations sont résolues numériquement sur un maillage en utilisant un schéma de relaxation. La technique des différences finies ou la méthode des éléments finis sont utilisées.

La méthode des singularités est l'une des techniques les plus largement répandues en raison de sa précision et de la facilité avec laquelle elle peut être programmée dans l'environnement informatique actuel. Parmi les principaux travaux de référence on citera : Scholz [32], Gostelow [33].

II.5. Méthode tridimensionnelle

Pour la conception et l'analyse des turbomachines, les approches 1D et Q-3D, décrites précédemment, peuvent être considérées bien adaptées et suffisamment performantes pour la plupart des applications. Cependant, si l'on veut approfondir l'optimisation d'une machine en

recherchant des performances très élevées, il est nécessaire de déterminer de plus en plus finement l'écoulement interne.

L'apparition de la simulation numérique des écoulements dans les années 70 a fourni une impulsion importante pour résoudre les équations d'Euler et de Navier-Stokes régissant écoulements externes et internes. Le progrès principal a été ultérieurement accompli dans le développement des techniques numériques, de la génération de maillage, de la modélisation de la turbulence, de l'application des conditions aux limites, pré et post-traitement des données et de l'architecture des ordinateurs. La plupart des techniques utilisées pour la résolution des équations de Navier-Stokes peuvent être classées en différences finies, surfaces ou volumes finis et méthodes spectrales. Seulement les deux premières techniques sont largement répandues dans le domaine des turbomachines. Les techniques de calcul numérique fournissent une méthode efficace pour l'analyse et la conception de turbomachines. L'utilisation de la CFD par les constructeurs de turbomachines a augmenté sensiblement pendant la décennie passée, ayant pour résultat un cycle de développement plus court de leurs produits. Combinée avec des mesures, la CFD fournit un outil complémentaire pour la simulation, la conception, l'optimisation et, d'une manière primordiale, l'analyse des écoulements tridimensionnels complexes jusqu'ici inaccessibles à l'ingénieur. Dans beaucoup de cas, la simulation numérique des écoulements fournit le seul moyen pour accéder aux informations détaillées du champ étudié, car les essais réels des turbomachines, avec des mesures détaillées dans les canaux tournants sont difficiles, coûteux et, dans beaucoup de cas, impossibles

.Les éléments essentiels pour une résolution précise et efficace de l'écoulement peuvent être résumés comme suit:

- ☞ Équations régissant l'écoulement, y compris les équations de transport de turbulence (avec validation des approximations faites)
- ☞ .Application des conditions aux limites appropriées
- ☞ Résolution et orthogonalité adéquate du maillage
- ☞ Modélisation de la turbulence
- ☞ Technique numérique ; dissipation artificielle optimale, discrétisation précise, bon histogramme de convergence et évaluation appropriée
- ☞ Développement efficace du code et des algorithmes.
- ☞ Architecture de l'ordinateur, y compris le traitement parallèle.

☞ Évaluation des techniques de calcul par étalonnage et validation expérimentale.

Les techniques de calcul largement répandues dans la pratique en matière de turbomachines peuvent être classifiées comme suit:

- ☞ Solveurs non visqueux (Euler) pour écoulements bidimensionnel.
- ☞ Techniques quasi-tridimensionnelles .
- ☞ Calcul de couches limites y compris les techniques intégrales de quantité de mouvement.
- ☞ Techniques de Navier-Stokes parabolisées / space marching.
- ☞ Solutions d'Euler et de Navier-Stokes complètes pour des écoulements compressibles et incompressibles.

II.5.1 Codes Navier-Stokes

La résolution des équations de Navier-Stokes représente la dernière marche de l'échelle dans les problèmes liés à la dynamique des fluides. Pour arriver à ce niveau, des progrès très importants ont été réalisés dans le développement des techniques numériques, la figure (II.10) résume les différentes méthodes utilisées pour la modélisation de la turbulence dans les équations de Navier-Stokes. Elles sont décrites brièvement par la suite.

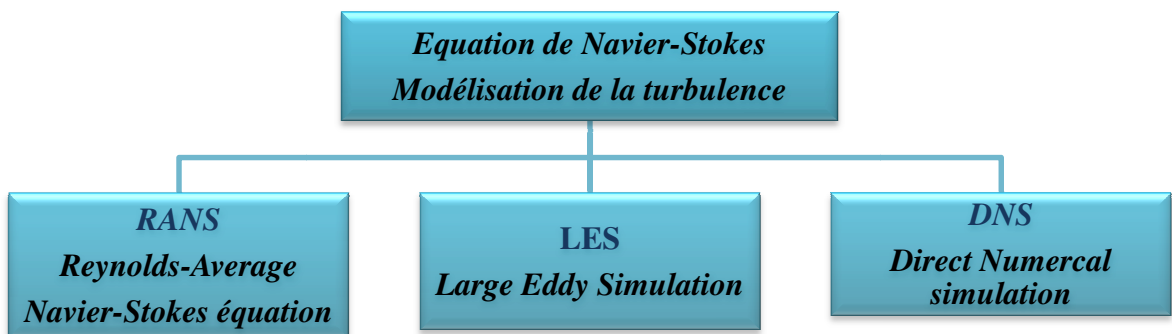


Figure II.10: Résolution des équations de Navier-Stokes. Modélisation de la turbulence.

RANS (Reynolds Average Navier-Stokes équations)

Connues aussi comme méthodes statistiques, les modèles RANS représentent l'approche la plus répandue pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Elles

procèdent directement au moyen des équations de Navier-Stokes en redéfinissant les variables comme la sommation de deux valeurs : une valeur moyenne et une valeur fluctuante. Ainsi, pour une variable arbitraire quelconque (la pression p , la vitesse v , etc.) .Cette méthode(RNS), est la plus utilisé dans la plus pars des projets des recherches.

LES (Large Eddy Simulation)

La simulation des grandes échelles est souvent désignée par LES pour "Large Eddy Simulation". Cette technique constitue en fait un intermédiaire entre l'approche statistique (RANS) et la simulation directe (DNS). En effet. Les grosses structures anisotropes qui dépendent de la géométrie de l'écoulement sont simulées directement (DNS) alors que les petites échelles, beaucoup plus universelles et isotropes sont modélisées (RANS). Cette méthode simule directement les grandes échelles turbulentes alors que les petites structures sont modélisées.

DNS (Direct Numerical Simulation)

La simulation directe est souvent désignée sous l'appellation DNS pour "Direct Numerical Simulation". Cette approche consiste à simuler directement la turbulence sans aucune autre modélisation supplémentaire. Les simulations DNS se situent complètement à l'opposé des simulations RANS. Ces simulations sont donc des plus précises mais ont un coût de calcul beaucoup trop élevé pour qu'il soit envisageable (du moins à ce jour) de simuler une configuration en DNS.

II.6.Turbulence

II.6.1.Définition

Pour améliorer l'analyse des écoulements dans les turbomachines, il faut tenir compte dans la modélisation de la turbulence, Il n'existe pas de véritable définition de la turbulence car il est difficile de définir la turbulence par des critères simples. On la caractérise par ses propriétés.

La turbulence désigne l'état de l'écoulement d'un fluide, liquide ou gaz, dans lequel la vitesse présente en tout point un caractère tourbillonnaire : tourbillons dont la taille, la localisation et l'orientation varient constamment. Les écoulements turbulents se caractérisent donc par une apparence très désordonnée, un comportement difficilement prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles

II.6.2.Propriétés essentielles

- ☞ Phénomènes instationnaires : les écoulements turbulents sont fortement irréguliers température, vitesse, pression, et parfois masse volumique sont instationnaires.
- ☞ Phénomènes non linéaires : les équations de Navier Stockes ont des termes non linéaires à l'origine de la création d'harmonique supérieure et inférieure.

- ☞ Phénomène dissipatif : la viscosité du fluide est à l'origine de la dissipation de l'énergie cinétique produite aux grandes longueurs d'onde. Cette énergie se transforme en énergie interne.
- ☞ Phénomènes relevant de la mécanique des milieux continus : Dans le cas général, les écoulements turbulents relèvent de la mécanique des milieux continus. Il suffit pour cela de comparer la longueur caractéristique des plus petits phénomènes au libre parcours moyen des molécules.
- ☞ Phénomènes tridimensionnels et rotationnels : L'écoulement moyen peut être bidimensionnel, voire monodimensionnel, mais il apparaît des fluctuations de vitesse selon les trois directions. De plus, le champ de vitesse est rotationnel.
- ☞ Phénomènes imprédictibles :
 - Mathématiquement, on ne sait pas démontrer l'unicité de la solution des équations de Navier Stokes.
 - De plus, le caractère non linéaire des équations conduit à une amplification des perturbations.

II.6.3.Exemples de domaines où la turbulence est présente

La turbulence apparue dans plusieurs domaines tel que :

Astrophysique, écoulements géophysiques, aéronautique, transports terrestres, production d'énergie, génie des procédés,...Source de bruit (aéroacoustique), propagation des ondes, couplage fluide structure,

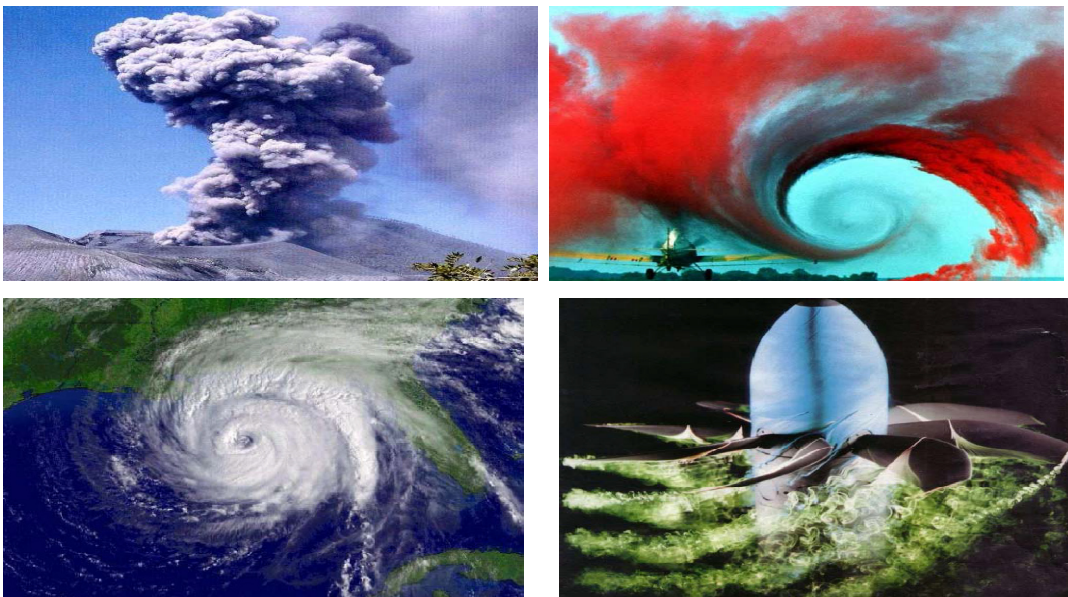


Figure II.9 : exemple de turbulence .

II.6.4. Description expérimentale et statistique de la turbulence

Les scientifiques ont alors deux points de vue possibles :

- ✓ le point de vue statistique : On cherche uniquement les grandeurs moyennes, et l'énergie cinétique turbulente moyenne. C'est une vision "figée" ou "rationnelle" de la turbulence, souvent celle des numériciens.
- ✓ le point de vue des "structures cohérentes". On cherche alors l'évolution des structures qui persistent au milieu du chaos, celles qui vont déterminer la physique de l'écoulement. C'est une vision instationnaire, fluctuante et plus expérimentaliste de la turbulence.

II.6.5 .Moyennes de mesures

Il n'est pas possible de résoudre directement toutes les équations considérées .Aux nombre de Reynolds élevés, ces équations ont des solutions turbulentes très chaotiques et il est nécessaire de modéliser l'influence des plus petites échelles. Tous les modèles de turbulence sont basés sur la moyennes des équations instantanées .Plusieurs définitions de moyenne possible : moyenne d'ensemble, spatiale, temporelle, de phase.

Nous nous définissons les moyennes temporelles qui sont appliquées aux équations du mouvement.

La formulation des moyennes pondérées par la masse induit par Favre et al, est souvent utilisée pour décrire les écoulements turbulents à masse volumique variable .pour une quantité turbulent ϕ quelconque, on défini deux types différente moyennes :

- ✓ La moyenne temporelle classique (moyenne de Reynolds) :

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_T \phi(t) dt \dots\dots\dots (II.39)$$

$$\phi' = \phi - \bar{\phi} \dots\dots\dots (II.40)$$

Ou ϕ' est la partie fluctuante.

- ✓ La moyenne temporelle à la densité pondérée (moyenne de Favre) :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\rho} \dots\dots\dots (II.41)$$

$$\phi'' = \phi - \tilde{\phi} \dots\dots\dots (II.42)$$

Ou ϕ'' est la partie fluctuante.

On note qu'avec les définitions ci-dessus, nous avons : $\overline{\phi'} = 0$, mais $\overline{\phi''} = 0$.

Ce schéma (Favre) ne s'appliquera pas pour ρ et P , pour lesquelles on aura dans tous les cas :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad \text{Et} \quad P = \bar{P} + P'$$

II.7. La décomposition de Reynolds ,RANS (Reynolds Average Navier-Stokes équations)

Il est courant de caractériser le régime d'un écoulement par un nombre adimensionnel, le nombre de Reynolds, qui correspond au rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses :

$$R_e = \frac{\rho UL}{\mu} \dots\dots\dots (II.43)$$

Où :

μ : viscosité dynamique moléculaire

U et L étant une vitesse et une distance caractéristique de l'écoulement.

Pour un écoulement dans un canal, la transition entre un régime laminaire et un régime turbulent s'effectue généralement pour un nombre de Reynolds critique égal à 2500. Un écoulement est considéré pleinement turbulent lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 5000. Les écoulements turbulents sont caractérisés par des champs de vitesse fluctuant, ces fluctuations conduisant les autres quantités telles que l'énergie à varier également. On peut ainsi écrire la vitesse et la pression (décomposition de Reynolds) comme suit

$$U_i = \bar{U}_i + U'_i \quad ,$$

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

II.7.1. Equations de Navier Stokes

Il est admis que le comportement de tout écoulement vérifiant l'hypothèse des milieux continus, quelle que soit la nature du fluide (compressible ou non), et de l'écoulement (turbulent, laminaire ou en transition), peut être représenté par les équations de Navier-Stokes qui expriment la conservation de la quantité de mouvement, auxquelles viennent s'ajouter les équations de conservation de la masse et de l'énergie totale.

La simulation numérique d'un écoulement repose sur la discrétisation de ce système complet.



On distingue deux types d'équations :

IV.6.2. Equations instantanées

∞ Conservation de la masse (équation de continuité) :



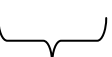
$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (II.44)$$

∞ Conservation du moment (équations de Navier - Stokes):

Force d'inertie	forces appliquées	
		
$\frac{\partial U_i}{\partial t}$	$+ U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \dots\dots\dots (II.45)$
(1)	(2)	(3) (4)

le terme (1) représente : force instationnaire ,(2) force covectif ,(3)force de pression ,(4) forces visqueuses .

∞ conservation d'énergie

$\frac{\partial(c_p T)}{\partial t} + U_i \frac{\partial(c_p T)}{\partial x_i}$	$= \frac{v}{2} C_p \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2$	$+ \frac{\lambda}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + U_j \frac{\partial P}{\partial x_j} \right) \dots\dots\dots (II.46)$
		
Variation totale d'enthalpie	dissipation	diffusion moléculaire

II.7.3. Les équations moyennées

Les équations moyennées s'obtiennent en introduisant la décomposition de

Reynolds dans les équations instantanées puis en prenant la moyenne.

∞ Principe :

- ✓ La résolution directe des équations de Navier – Stocks ne peut se faire que pour des cas simples et des nombres de Reynolds relativement faible. Elle nécessite de plus une puissance de calcul considérable.
- ✓ Une alternative consiste à s'intéresser seulement aux quantités moyennes (vitesse, pression, température...etc.) et à obtenir des équations vérifiées par ces quantités (à priori plus facile à résoudre).
- ✓ On applique pour cela l'opérateur '*moyenne*' aux équations de mouvement en pratiquant une décomposition de Reynolds sur les inconnus du problème.
- ✓ Les nouvelles équations obtenues sont qualifiées au terme "*moyennées*" par opposition aux équations du mouvement dites "*instantanées*".
- ✓ Le sigle anglo-saxon désignant les équations de Navier – Stocks moyennées s'écrit R.A.N.S.E (quelque fois R.A.N.S) pour "*Reynolds averaged Navier stocks*".

∞ Conservation de masse

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \dots \dots \dots (II.47)$$

∞ Conservation du moment (équations de Navier - Stokes):

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{U'_i U'_j} \right) \dots \dots \dots (II.48)$$

Où :

$U'_i U'_j$ Tenseur des contraintes de Reynolds (N/m²),

Les termes $\overline{U'_i U'_j}$ appelés tenseur contraintes de Reynolds .

∞ Equation d'énergie

La décomposition de Reynolds peut s'appliquer à l'équation de l'énergie :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U'_j T'}}{\partial x_j} = \frac{\nu}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{\nu}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial x_i} \right)^2 + a \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i \partial x_j} \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial P}{\partial t} U_j \frac{\partial P}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U'_j P'}}{\partial x_j} \right) \dots \dots \dots (II.50)$$

II.8. Modélisation de la turbulence

II.8.1. Classification des modèles des turbulences

Il existe des modèle de turbulence de différentes niveaux .on peut classer les modèles les plus couramment utilisés en deux grande catégories :

II.8.2. Les modèles de tension de Reynolds

les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation se porte alors sur des moments d'ordre supérieur. La mise en ouvre est plus délicate mais les résultats sont de meilleure qualité.

II.8.3. Les modèles de viscosité turbulente

basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la viscosité turbulente μ_t . Relativement facile à utiliser mais la qualité de modélisation de μ_t influe directement sur la qualité de l'écoulement moyen. Ces modèles sont classés en fonction du nombre d'équations différentielles résolues en plus les équations réagissant l'écoulement moyenne, on distingue donc :

- ✓ Les modèles à zéro équation.
- ✓ Les modèle à une équation (Spalart-Allmaras).
- ✓ Les modèles à deux équations : actuellement ce sont les plus répandu ;il existe plusieurs types :
 - Modèle $k-\epsilon$ standard,
 - Renormalization-group (RNG) $k-\epsilon$,
 - Realizable $k-\epsilon$,
 - Modèle $k-\omega$,
 - Modèle $SSTk-\omega$.
- ✓ Modèles à cinq équations Reynolds stress model (RSM).

Il existe également des méthodes de résolution plus complexes et plus onéreuses en ressources informatiques (simulation directe, large-eddy-simulation).

Les modèles de turbulence les plus populaires utilisés aujourd'hui pour des calculs d'écoulement et de transfert thermique dans le code CFD sont les modèles de viscosité à deux équations pour un bas nombre de Reynolds. Les modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$ sont les plus utilisés. Ces modèles offrent souvent un bon équilibre entre la complexité et l'exactitude.

II.8.2.1. Les modèle à une équation (Spalart-Allmaras).

Dans les modèles de turbulence qui utilisent l'approche de Boussinesq, la principale issue est comment calculer la viscosité turbulente. Le modèle proposé par Spalart et Allmaras résout l'équation de transport pour une quantité pour laquelle la forme de la viscosité cinématique turbulente a été modifiée.

La variable de transport dans le modèle de Spalart allmaras $\tilde{\nu}$ est identique à la viscosité cinématique turbulente à l'exception de la région proche de la paroi. L'équation de transport pour $\tilde{\nu}$ est :

$$\rho \frac{d\tilde{\nu}}{dt} = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu \dots \dots \dots (II.51)$$

G est la production de la viscosité turbulente, Y_ν est sa destruction qui se produit dans la région proche de la paroi et est due au contact avec cette dernière ainsi que l'atténuation de la viscosité. avec ν est la viscosité cinématique moléculaire. $\sigma_{\tilde{\nu}}$, C_{b2} sont des constantes .

II.7.2.2. Les modèles à deux équations

☞ Modèle Standard $k-\epsilon$

Le modèle $k-\epsilon$ est le plus simple des modèles complets dits à deux équations. Ce Modèle suppose que le régime de turbulence soit 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, à savoir qu'il existe une analogie entre l'action des forces visqueuses et les contraintes de Reynolds dans l'écoulement moyen. Pour des nombres de Reynolds élevés, les termes des contraintes de Reynolds sont estimés par Launder & Spalding, (1974):

$$-\overline{\rho u_i u_j} = 2\mu_i S_{ij} - \frac{2}{3}\delta_{ij} - \frac{2}{3}\mu_i \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \dots\dots\dots (II.52)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (II.53)$$

S_{ij} est le tenseur de déformation.

La viscosité turbulente est donnée par

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots (II.54)$$

Dans laquelle : $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$, et $\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)$, sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. Ceci satisfait les équations de transport citées ci-dessous en n'importe quel point du domaine d'écoulement.

Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε .

Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_i S_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon - Y_M \dots\dots\dots (II.55)$$

Equation de taux de dissipation ε :

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_i S_{ij} S_{ij} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \dots\dots\dots (II.56)$$

Les coefficients des modèles utilisés par défaut dans le code ANYS CFX sont les suivant :

$$C_\mu = 0.09 , \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 , C_{\varepsilon 2} = 1.92 , \sigma_K = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.03$$

Le modèle $k-\varepsilon$ est très largement utilisé en ingénierie. Il est en effet robuste, économique en temps de calcul et suffisamment précis et validé pour une large gamme d'écoulements turbulents. Cependant, il donne de mauvais résultats pour une catégorie

importante de situations comme les écoulements non confinés, les écoulements tourbillonnants et les écoulements en rotation.

☞ **Modèle RNG $k-\epsilon$**

Le modèle RNG $k-\epsilon$ est de la même forme que le modèle Standard sauf que les coefficients sont différemment spécifiés Choudhury, (1993):

Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho \epsilon - Y_M \dots \dots \dots (II.57)$$

Equation de taux de dissipation ϵ :

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \epsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \mu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R_\epsilon \dots \dots \dots (II.58)$$

Avec :

$$R_\epsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right) \epsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k}$$

$$C_\mu = 0.085, C_{\epsilon 1} = 1.42 - \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3}, C_{\epsilon 2} = 1.68, \sigma_\epsilon = 0.07179$$

η est donné par : $\eta = \frac{Sk}{\epsilon}$, $\eta_0 = 4.38$ et $\beta = 0.015$

α_k et α_ϵ sont les inverses des nombres effectifs de Prandtl pour k et ϵ

Ce modèle a donné une nouvelle théorie améliorant l'équation ϵ et peut compter pour l'influence des taux de contraintes élevés ainsi que les pressions adverses.

☞ **Modèle Realizable $k-\epsilon$**

Le terme ‘‘realizable’’ veut dire que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes normales consistantes avec la physique des écoulements

turbulents. Ce modèle proposé par Shih et al, (1995) a été donné dans l'intention d'améliorer les déficits du modèle standard $k-\epsilon$ en adoptant ce qui suit :

- Une nouvelle formule de viscosité turbulente impliquant une variable C_u initialement proposée par Reynolds.
- Un nouveau modèle d'équations pour la dissipation basé sur l'équation dynamique du carré de la vorticité fluctuante.

Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho \epsilon - Y_M \dots \dots \dots (II.59)$$

Equation de taux de dissipation ϵ :

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{v\epsilon}} \dots \dots \dots (II.60)$$

Avec :

$$C_1 = \max \left[0.43 \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \text{ et } \eta = \frac{S k}{\epsilon}$$

Les constantes du modèle sont :

$$C_1 = 1.44 , C_2 = 1.9 , \sigma_k = 1.0 , \sigma_\epsilon = 1.2$$

S est le module du taux de tenseur de déformation moyen

Pour des nombres de Mach élevés la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle "dilatation dissipation". Pour voir ces effets le terme Y_M modélisé selon Sarkar et Hussaini, (1993) est inclus dans l'équation k .

$$Y_M = \rho \epsilon 2M^2 \text{ avec } M = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \text{ et } a = \sqrt{\gamma rT}.$$

Cette modification de la compressibilité prend toujours effet quand la forme compressible de la loi des gaz est utilisée dans *Fluent*.

☞ **Modèle $k-\omega$ standard**

Le modèle $k-\omega$ standard proposé par CFX est fondé sur le modèle de Wilcox (1998). Sa structure est proche de celle du modèle $k-\omega$. Ce modèle fait intervenir deux équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente k et l'autre pour le taux de dissipation spécifique ω .

Equation d'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \dots \dots \dots (II.61)$$

Equation de taux de dissipation spécifique ω .

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \dots \dots \dots (II.62)$$

Dans ces équations G_k représente la génération de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de la vitesse moyenne.

$$G_k = \mu_i S^2$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$$

S est le module du taux de tenseur de déformation moyen

G_ω la génération de ω , Y_k, Y_ω représentent la dissipation de k et ω due à la turbulence avec

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad \text{et} \quad \omega = \varepsilon / k \quad G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$$

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + R_{el}/R_\omega}{1 + R_{el}/R_\omega} \right) \quad , \quad R_\omega = 2.95 \quad , \quad \alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + R_{el}/R_k}{1 + R_{el}/R_k} \right)$$

$$R_{el} = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad , \quad R_k = 6 \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad , \quad \beta_i = 0.072$$

Pour des nombres de Reynolds élevés $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$

Les coefficients du modèle sont comme suit :

$$\alpha_\infty = 0.52 \quad \alpha_0 = \frac{1}{9} \quad \sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0$$

Les détails du modèle sont donnés dans *Fluent*, (2001)

L'avantage du modèle $k-\omega$ par rapport au modèle $k-\varepsilon$ réside au niveau de la prise en compte des effets dus à la turbulence des écoulements à faible nombre de Reynolds. Il est utilisable pour les écoulements compressibles et permet de prendre en compte les transferts pariétaux. Le modèle de Wilcox est applicable pour les écoulements en charge, les écoulements à surface libre caractérisés par de fortes contraintes de cisaillement, les jets et les écoulements autour d'un obstacle (phénomène de sillage), la diffusion d'un polluant dissous.

☞ **Modèle de transport Shear-Stress (SST) $k-\omega$**

Le modèle de SST regroupe les deux modèles standards ($k-\omega$) et le ($k-\varepsilon$), avec le modèle initial $k-\omega$ de Wilcox, (1988) activé près de la paroi et le modèle de $k-\varepsilon$ activé en dehors de la région des sillages et cisaillements. La définition de la viscosité turbulente a été modifiée au compte du transport pour la contrainte turbulente de cisaillement principale. Les détails de ce modèle sont donnés d'une façon très explicative dans Menter (1994), Selon Menter, les équations pour ce modèle peuvent être écrites comme :

$$\frac{d(\rho k)}{dt} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \frac{d(\rho \omega)}{dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 + F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \dots \dots \dots (II.63)$$

La fonction $F1$ permet de passer du modèle $k-\omega$ à la paroi ($F1 = 1$) au modèle $k-\varepsilon$ l'extérieur ($F1 = 0$) et la fonction $F2$ limite la valeur de la viscosité turbulente.

☞ **Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)**

Dans ce modèle les contraintes de Reynolds sont calculées selon leurs propres équations de transport et le concept (isotropie) de la viscosité turbulente n'est plus exigé. Les propositions choisies et qui sont décrites en détail par *Fluent* 6.1, (2001) sont présentées brièvement ci dessous:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u_i u_j}) + \frac{\partial (\rho U_k \overline{u_i u_j})}{\partial x_k} = \rho (P_{ij} - \varepsilon_{ij} + \varphi_{ij} + d_{ij}) \dots \dots \dots (II.64)$$

Aves

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right) + \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}$$

$$\varphi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) + \varphi_{ij\omega}$$

$\varphi_{ij\omega}$ Amortissement de V^2 normal à la paroi

$$d_{ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_j} \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right)$$

Le taux de dissipation de l'énergie turbulente est calculé à partir de l'équation de transport modélisée :

$$\frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{2} C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_{kk} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

k est donnée par l'équation $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$

Les valeurs des constantes utilisées dans ce modèle sont :

$$C_1 = 1.8, \quad C_2 = 0.6 \quad C_\varepsilon = 0.16 \quad C_s = 0.22 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

Le modèle RSM est considéré comme étant le plus logique dans le cadre de l'approche des moyennes de Reynolds, parce qu'il fournit des quantités de flux en résolvant les équations de transport complètes, qui peuvent être dérivées des équations de Navier Stokes Xia et al, (1998).

II.9. Modélisation de l'écoulement près des parois

Cependant, proche des parois, les effets visqueux ne peuvent plus être négligés et la modélisation basée sur un nombre de Reynolds turbulent n'est plus valable. Pour palier à cette difficulté, on utilise des " lois de paroi " (Standard Wall Function), qui sont des modèles d'intégration connectant les conditions à la paroi et près de la paroi. Ces lois sont fondées sur l'approche proposée par Launder et Spalding (1974).

Pour décrire et caractériser la turbulence , il est utile de définir des grandeurs sans dimensions basées sur des caractéristiques de l'état de la turbulence proche de la paroi . on définit une vitesse caractéristique de cette région , appelé vitesse de frottement u_τ , à l'aide du frottement pariétal τ_w :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \dots\dots\dots(\text{II.65})$$

Les grandeurs de paroi associées à la distance par rapport à la paroi sont rendues sans dimensions telles que la vitesse u^+ et les distances y^+ qui s'exprime comme :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \dots\dots\dots(\text{II.66})$$

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu} \dots\dots\dots(\text{II.67})$$

Une analyse temporelle multi-échelle permet de décomposer en trois couches distinctes lacouche limite turbulente proche d'une paroi lisse :

- Une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente et est appelée sous couche visqueuse. Dans cette zone le profil de vitesse est linéaire et s'écrit :

$$y^+ = u^+$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de $y^+ = 5$.

- Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon (figure3).
- Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et :

$$U^+ = \frac{1}{K} \cdot \log(E \cdot y^+)$$

Où

K : Constante de Von Karman empirique ($\kappa = 0.41$),

E : Constante Von Karman empirique ($E = 9.8$).

Cette couche externe est supposée commencer pour $y^+ > 50$.

L'option « standard wall function » est disponible lorsqu'on utilise le modèle $k-\epsilon$ ou $RNG\ k-\epsilon$, mais ne peut être utilisée avec le modèle $k-\omega$.

II.10. Maillage de la couche limite

Nous intéressons maintenant à la construction du maillage dans la couche limite. Des critères supplémentaires sont nécessaires afin d'obtenir un maillage optimal, L'épaisseur de la couche limite dépend du nombre de Reynolds local, le maillage de la couche limite est mis en place après l'extrusion de la surface initiale le long des normales ou par des modifications locales du maillage. La génération du maillage de couche limite est basée sur un champ continu (la distance au corps solide) et sur un maillage initial de fond. La métrique définit spécifiquement pour la zone de couche limite, donnée pour un champ continu, suit une loi exponentielle de la forme $h_0 \exp(\alpha\varphi)$ où h_0 : la taille initiale de la couche limite et α le facteur de croissance sont donnés par l'utilisateur et φ est la fonction distance.

La plus petite taille de maille h_0 est calculée en utilisant les formules suivantes [37] :

$$h = \frac{y^+ \mu}{U_\tau \rho} \dots\dots\dots (II.70)$$

avec $h = h_0$ si $y^+ = 1$.

U_τ : la vitesse de frottement ; $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$

τ_w : le taux de cisaillement ; $\tau_w = \frac{C_f \rho U_\infty^2}{2}$

C_f : le coefficient de frottement ; $C_f = 0.026(Re)^{-1/7}$

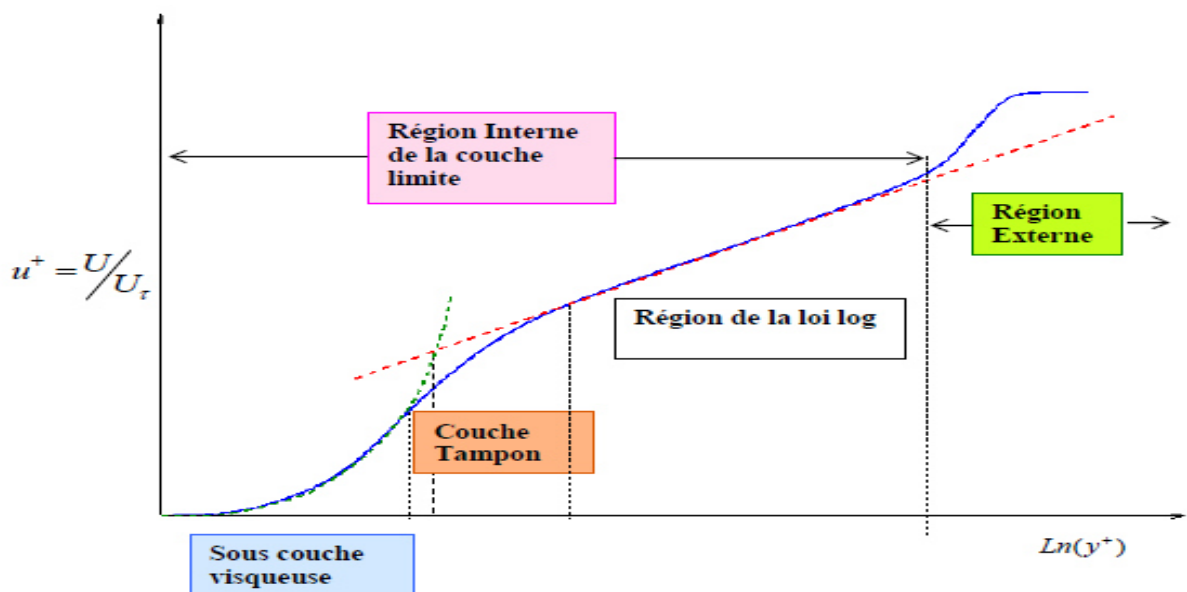


Figure IV.5 : Subdivision expérimentale de la région proche- paroi.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une description des méthodes et des équations les plus utilisées pour la conception des projets en turbomachines basé sur les équations de la mécanique des fluides et on a accentué sur les méthodes tridimensionnelles qui restent les plus utilisées dans la plupart des codes de calcul CFD, domaine dans lequel s'orientera l'essentiel du présent travail. Et on a fait un bref rappel sur la turbulence et les modèles de turbulences les plus utilisées



Chapitre III :

Méthode numérique

Introduction

La discrétisation des équations aux dérivées partielles a pour le but de transformer le Problème continu en un problème discret, de façon à pouvoir assurer sa résolution par des méthodes numériques telle que la méthode des éléments finis, la méthode de différences finis et la méthode des volumes finis. Cette dernière est la plus utilisée actuellement dans le code de simulation numérique CFX.

III.1 Méthodes des différences finis

La méthode des différences finis est à l'origine des premières simulations dans la mécanique des fluides et transfert de chaleur (1960 à 1965). Son principe consiste à discrétiser Les équations aux nœuds de la grille en calculant chaque dérivée partielle à l'aide du développement de Taylor, pour obtenir les équations linéaires qui lient les variables inconnues en un nœud aux valeurs de ces mêmes variables aux nœuds voisins. La précision du schéma dépend du nombre de nœud de l'ensemble retenu pour approximer une dérivée donnée et du maillage effectué (en général utilisation de maillage régulier et structuré).

III.2 Méthodes des éléments finis

La technique des éléments finis discrétise l'espace à l'aide d'éléments géométriques Simples (triangles ou quadrangles en général). Comme elle permet de modéliser des géométries très complexes, elle est parfois préférée à la méthode des volumes finis. Ensuite, la forme forte des équations est remplacée par la forme faible dans laquelle les inconnues sont approximées par une combinaison linéaire de fonctions de base dont le support est un élément. La méthode des éléments finis a vu les premières utilisations pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans les années soixante dix. Dans la méthode des éléments finis Les variables inconnues sont calculées par une combinaison linéaire de fonction. L'approche éléments finis se décompose en deux étapes :

- Approximation nodale des fonctions inconnues par sous-domaines (fonctions D'interpolation).
- Utilisation de la méthode des résidus pondérés qui permet de construire une

Formulation Intégrale à partir des équations aux dérivées partielles (la méthode Galerkin est la plus fréquemment utilisée). C'est une méthode conservative sur un domaine.

III.3 La méthode des volumes finis

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine physique de l'écoulement en éléments De volumes plus ou moins réguliers dans lesquels les équations, décrivant l'écoulement, écrites sous une forme conservative, sont intégrées.

Le but de cette méthode est de convertir l'équation différentielle générale en un système d'équations algébriques en mettant en relation les valeurs de la variable considérée f aux points nodaux adjacents d'un volume de contrôle typique. Cela est obtenu par l'intégration de l'équation différentielle gouvernante dans ce volume de contrôle avec l'approximation des différents termes (convection, diffusion et source). la méthode des volumes finis, elle consiste en :

- ☞ La division du domaine de calcul en des volumes de contrôle discret par un maillage de calcul.
- ☞ L'intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables dépendantes discrètes (les inconnus), tels que les vitesses, pressions, températures et les autres scalaires conservés.
- ☞ La linéarisation des équations discrétisées et la solution du système d'équations linéaires résultants pour pouvoir adapter les valeurs des variables dépendantes.

III.3.1.Principe de la méthode des volumes finis

Les étapes de résolution de la méthode des volumes finis sont les suivantes :

III.3.1.1 Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, ou on trouve les composantes u et v de la vectrice vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points.

Les grandeurs scalaires pression, température, sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale du transport est intégrée sur le volume de contrôle

associe aux variables scalaires est les équations de quantités de mouvement sont intégrée sur le volume de contrôle associé aux composants de vitesses.

Le volume de contrôle de la composante longitudinale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale, celui de la composante transversale v est décalé suivant la direction de y .

Ce type de maillage est dit maillage décalé permet une bonne approximation des flux convectifs est une meilleur évaluation de des gradients de pression ainsi une stabilisation numérique de la solution.

La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans le schéma suivant :

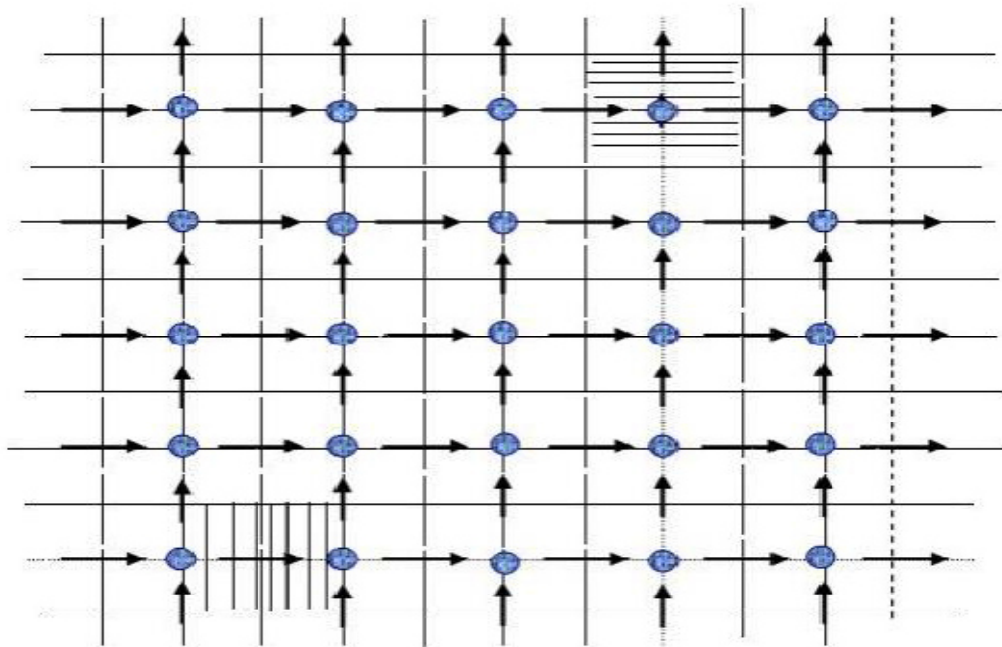


Figure III.1 : schéma du maillage. [34].

- Nœud de vitesse
- Nœud des variables scalaires
- ▨ Volume de contrôle pour les variables scalaires
- ▤ Volume de contrôle pour u
- ▥ Volume de contrôle pour v

III.3.2. Discrétisation des équations gouvernantes

L'étape principale de la méthode des volumes finis est l'intégration des équations régissant pour chaque volume de contrôle. Les équations algébriques déduites de cette intégration rendent la résolution des équations de transports plus simple.

Chaque nœud est entouré par un ensemble de surfaces qui comporte un élément de volume. Toutes les variables du problème et les propriétés du fluide sont stockées aux nœuds de cet élément.

Les équations régissant l'écoulement, sont présentées sous leurs formes moyennées dans un Repère cartésien (x, y, z) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_j) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right)$$

Notons que toute équation régissant l'écoulement interne en turbomachines peut être écrite sous la forme générale suivante (équation de transport de la variable ϕ) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U \phi_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi$$



(1)

(2)

(3)

(4)

Où :

U_j : est la composante de la vitesse suivant la direction x_i .

ρ : la masse volumique.

Γ : est le coefficient de diffusion.

S : est le terme source.

ϕ une des variables suivantes $\phi = 1, u, v, w, k, \varepsilon$ et T .

Sachant que :

Terme :

(1) terme instationnaire, (2) : terme convectif, (3) : terme diffusif et (4) : terme source.

III.4. Logiciel de simulation GAMBIT

Le logiciel Gambit (Geometry & Mesh Building Intelligent Toolkit) est un mailleur 2D/3D ; C'est un pré processeur intégré pour l'analyse en CFD (Computational Fluid Dynamics). Gambit regroupe trois fonctions : définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (Types de condition aux limites) et définition des domaines de calculs. [36].

Les options de génération de maillage de GAMBIT offrent une flexibilité de choix. La géométrie peut être décomposée en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon GAMBIT génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et l'incorporation des conditions aux limites.

Dans le présent travail, GAMBIT offre cette possibilité de définir un profil d'aube, créer une surface représentant le domaine d'étude et générer son maillage. Le choix du maillage est un point essentiel dans la précision et l'exactitude des résultats numériques. Pour ce faire, on doit déterminer les paramètres optimaux et choisir une stratégie de maillage qui répond à nos objectifs.

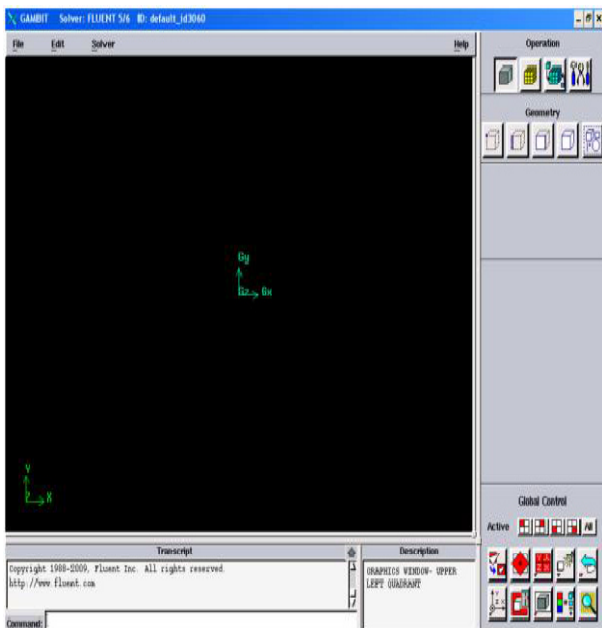
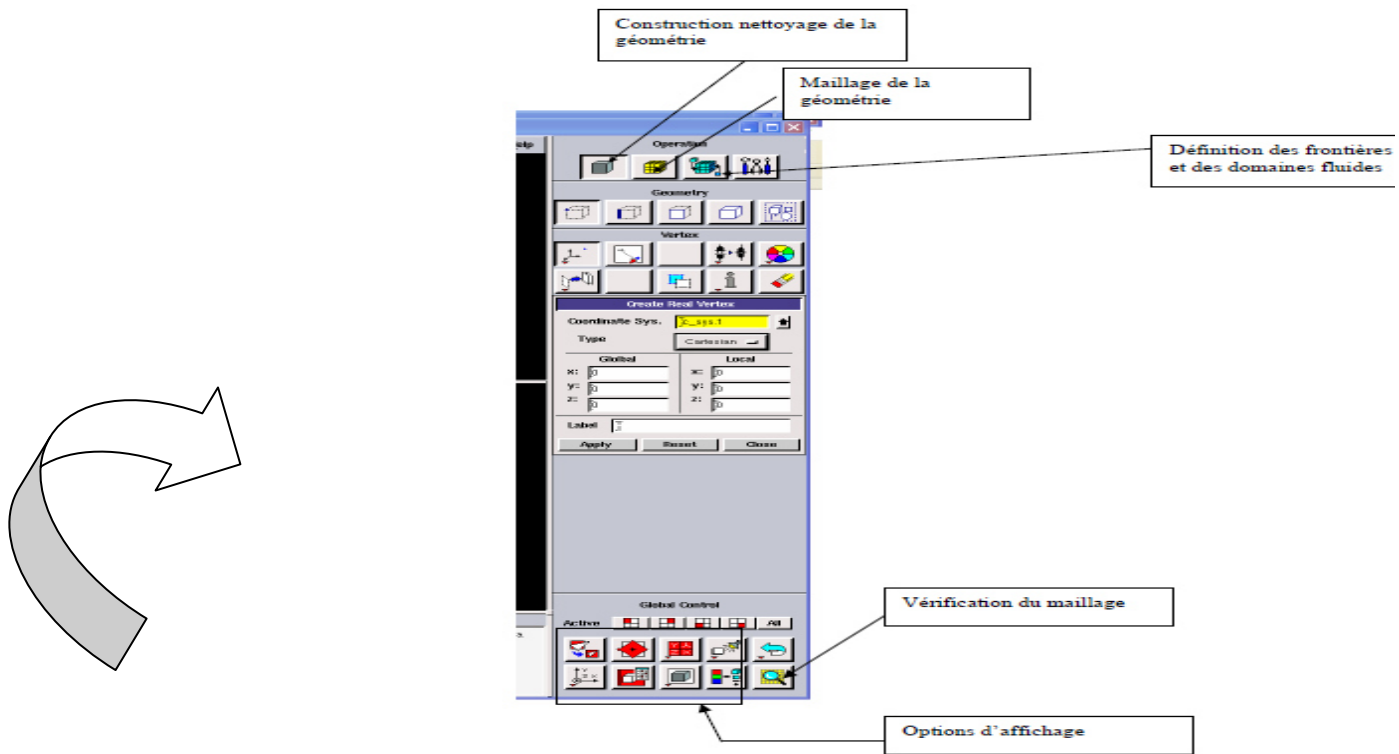


Figure III.2 : Vue globale.

III.4.1. Créer la Géométrie dans GAMBIT :

Pour effectuer une simulation par Gambit-fluent il faut suivre une logique de calcul. Cette simulation faite à partir des processus "avec une approche interactive, étape par étape. Cette logique de calcul est résumée dans l'organigramme suivant :

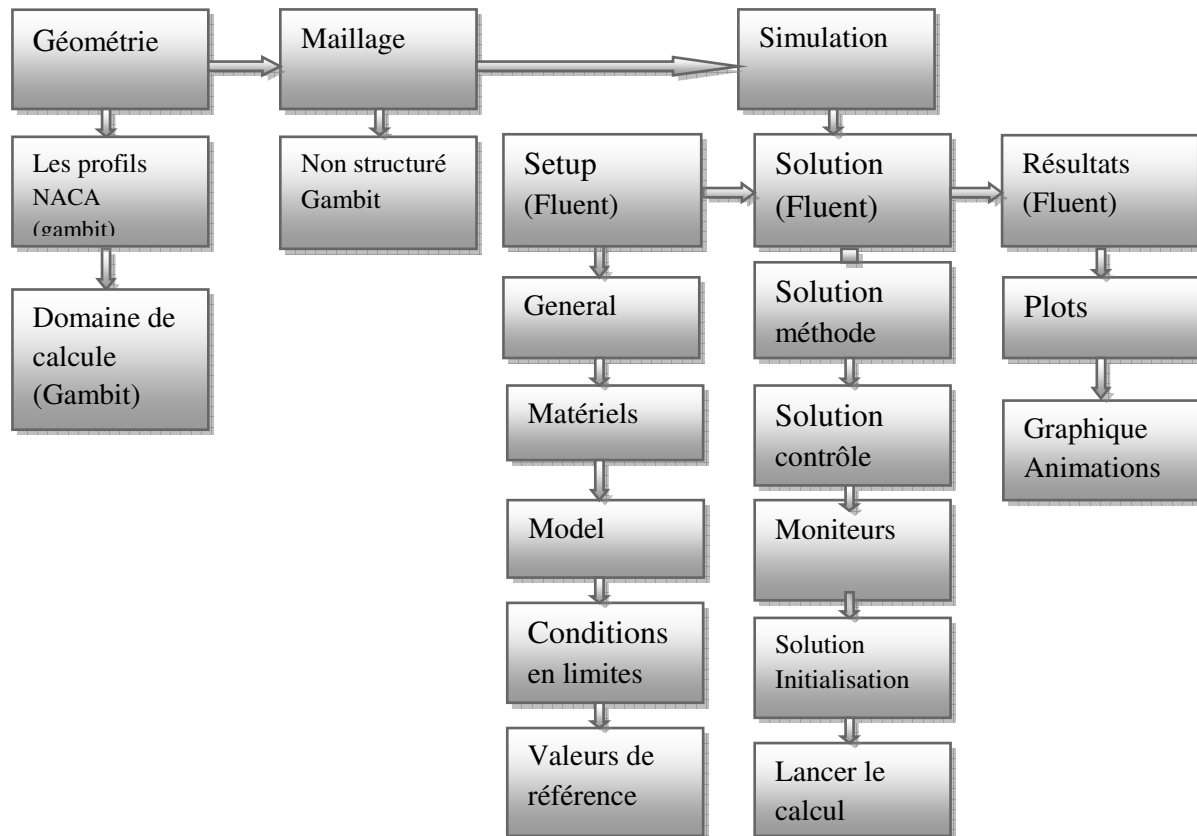


Figure III.3 : Chemin de "Processus CFD" pour la simulation numérique.

III.5. Présentation du "fluent"

Fluent est un programme de simulation numérique des écoulements de fluide compressibles, incompressibles, stationnaires ou in stationnaires impliquant divers phénomènes physiques tels que le transfert de chaleur, la turbulence, les réactions chimiques, les écoulements dans les machines tournantes, moteurs thermiques, et ce pour des géométries Industrielles très complexes. Ce produit dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. Le code de calcul FLUENT comprend :

Le solveur : le menu est tel que opérations se font de gauche vers la droite.

- ☞ Importer et dimensionner le maillage.
- ☞ Sélectionner le modèle physique.
- ☞ Définir les propriétés des matériaux.
- ☞ Définir les conditions de calcul.
- ☞ Définir les conditions aux limites.
- ☞ Fournir une solution initiale.
- ☞ Régler les paramètres du solveur.
- ☞ Régler le moniteur de convergence.
- ☞ Lancer le calcul et surveiller la solution

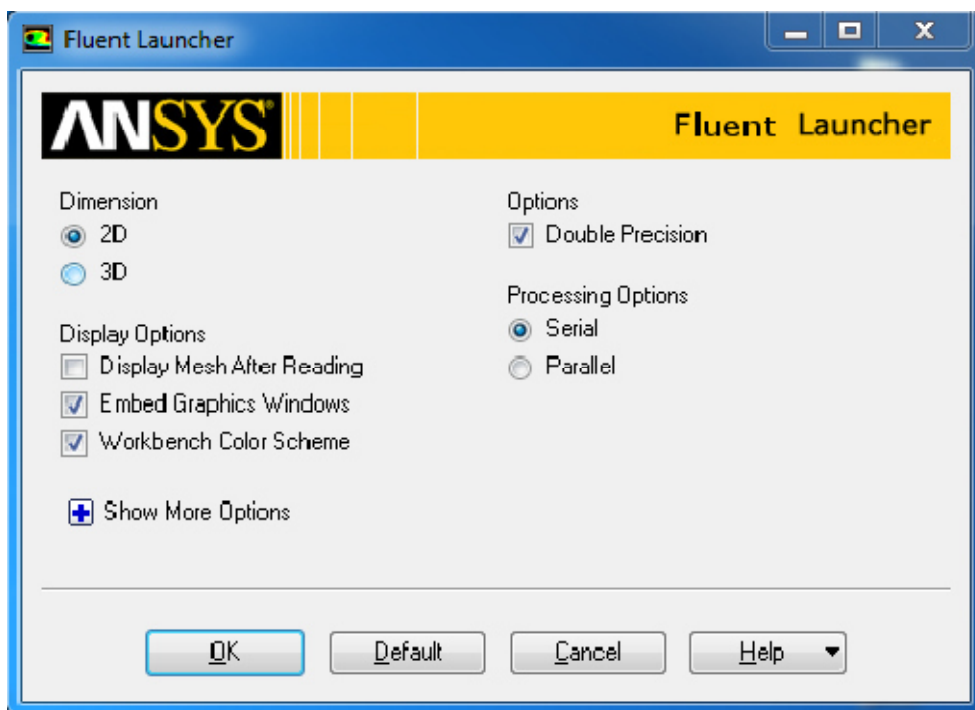


Figure III.4:Fenêtre de démarrage de fluent.

Conclusion

La simulation de tout problème formulé via des équations aux dérivées partielle est de plus en plus réponde au niveau industrielle, tout se simule, tout se calcule et ce pour tout sort de problème ; dans ce chapitre nous avons présenté le logiciel utilisé pour nos études et leur méthode de résolution.



Chapitre IV :

Résultats et discussions du Simulation numérique.

Simulation numérique

Introduction

Dans cette section on propose la description et la simulation par le code FLUENT, essentiellement la procédure qu'il propose pour résoudre les problèmes tels que le nôtre. La construction des géométrie avec génération de maillage et l'incorporation des conditions aux limites sont effectuées par le préprocesseur GAMBIT.

IV.1.Simulation de l'écoulement du gaz dans l'aube de la turbine

L'aube est la partie d'une turbine en forme de pale sur laquelle s'exerce l'action du fluide moteur. Une turbine comporte plusieurs aubes réparties régulièrement sur son pourtour.

Comme une aile, une aube est composée d'un bord d'attaque d'une âme et d'un bord de fuite selon les profils (NACA). [35]

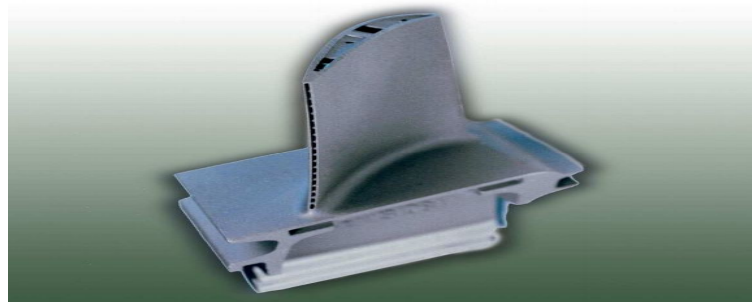


Figure IV.1 : aube d'une turbine à gaz.

IV.2.Description et modélisation du problème

Trois parties ont été réalisées

IV.2.1 Première partie les profile 2d

On a étudié dans ce cas l'écoulement stationnaire 2d autour des profils d'un turbine axiale à gaz de type NACA

on a étudié le comportement de l'écoulement autour de quatre profile NACA

- ∞ Profil symétrie de la série quatre (04) chiffres NACA0015.
- ∞ Profil non symétrie de la série quatre (04) chiffres NACA 4412.
- ∞ profil non symétrie de la série Cinque (05) chiffres NACA 23012.

∞ Profil non symétrie de six (06) chiffres NACA 136012.

IV.2.2. Deuxième partie

on a changé l'angle d'attaque pour le dernier profile NACA136012 ($\alpha = 10$, $\alpha = 20$, $\alpha = 30$, $\alpha = 40$).

IV.2.3 Troisième partie

Pour ce cas la simulation de l'écoulement tridimensionnel a été faite autour du profil NACA 136012 en 3D.

IV.3. présentation du domaine de calcul

L'écoulement autour d'un profil isolé 2D, a été simulé à l'aide du logiciel aisy-Fluent. Le domaine de calcul est une surface de dimensions 400mmx600mm avec une entrée, une sortie et deux cotés latéraux pour l'étude en 2D, Figure. (III.2).

L'écoulement autour d'un profil isolé 3D, a été simulé à l'aide du logiciel ansys- Fluent. Le domaine de calcul est un volume de dimensions 31.34774mx65.12.41mx70m, Figure (III.3)

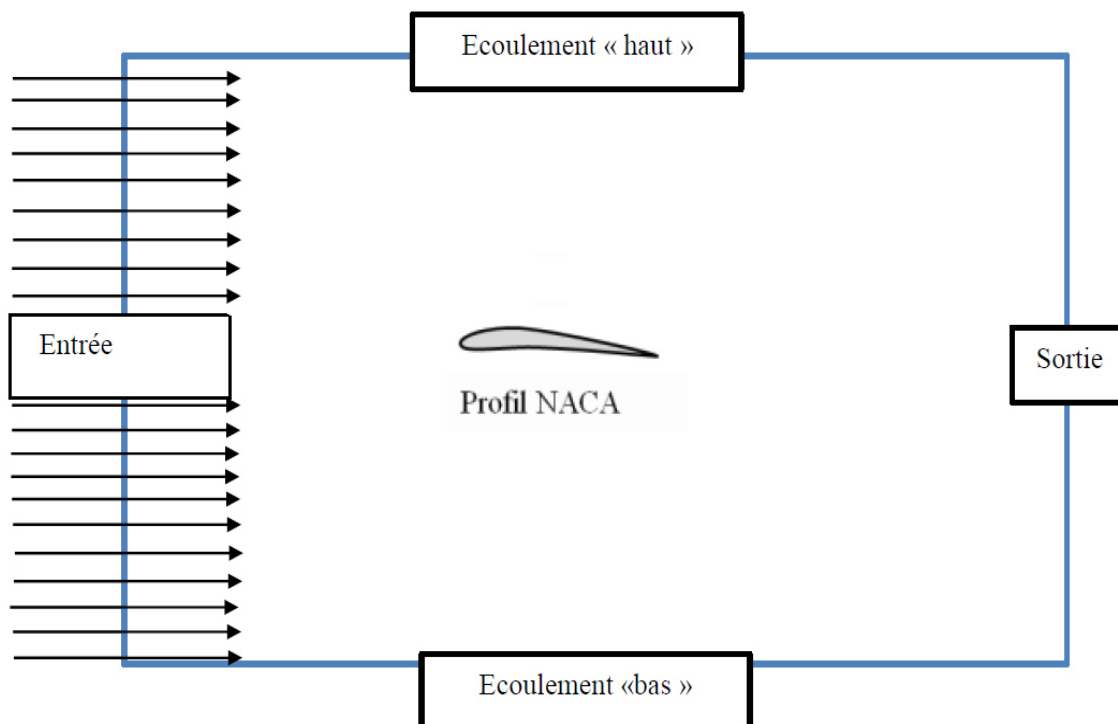


Figure IV.2 : Positionnement du problème en 2D.

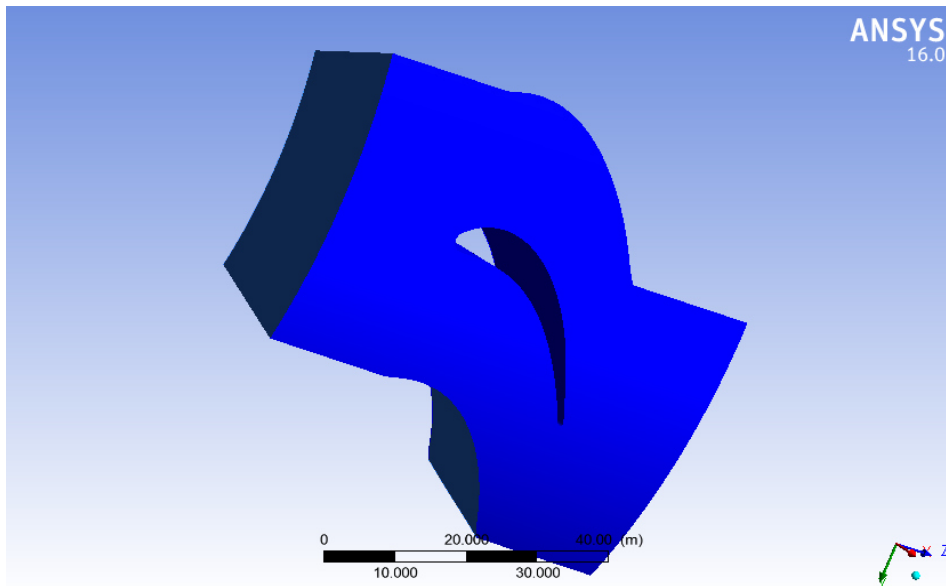


Figure III.3 : Positionnement du problème en 3D.

IV.4. Création d'un système d'analyse d'écoulement des fluides :

IV.4.1. Première partie 2d

Pour créer un système d'analyse (Analysis System), c'est-à-dire une chaîne de calcul pour une simulation Fluent on suit les étapes suivantes :

IV.4.1.1 Création de la géométrie et le domaine d'écoulement sous Gambit

A. Création de géométries

La géométrie est un profil de type NACA (NACA 0015, NACA 4412 et NACA 23012, NACA136012.) Et ce dernier existe sous forme des coordonnées en X, Y et Z.

D'autre part il existe des logiciels qui nous donnent la forme de profil sous forme fichier **.dat** pour l'importer directement. Il existe une autre méthode de création de géométries avec l'utilisation des logiciels de dessin technique telle que SOLIDWORKS et AUTOCAD ces deux derniers fournis des géométries de type **CAO** qui sont valable pour importer.

☞ Générer et importer un profil NACA :

Le NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) est l'agence fédérale américaine chargée de la recherche dans le domaine de l'aéronautique entre 1915 et 1958.

Cette agence a développé en particulier une représentation paramétrée des profils d'ailes, qui sont décrits par un certain nombre de paramètres.

☞ **Générer un profil NACA :**

On va utiliser le logiciel JavaFoil pour créer les géométries des profils de type NACA sous forme d'un fichier **.dat**.

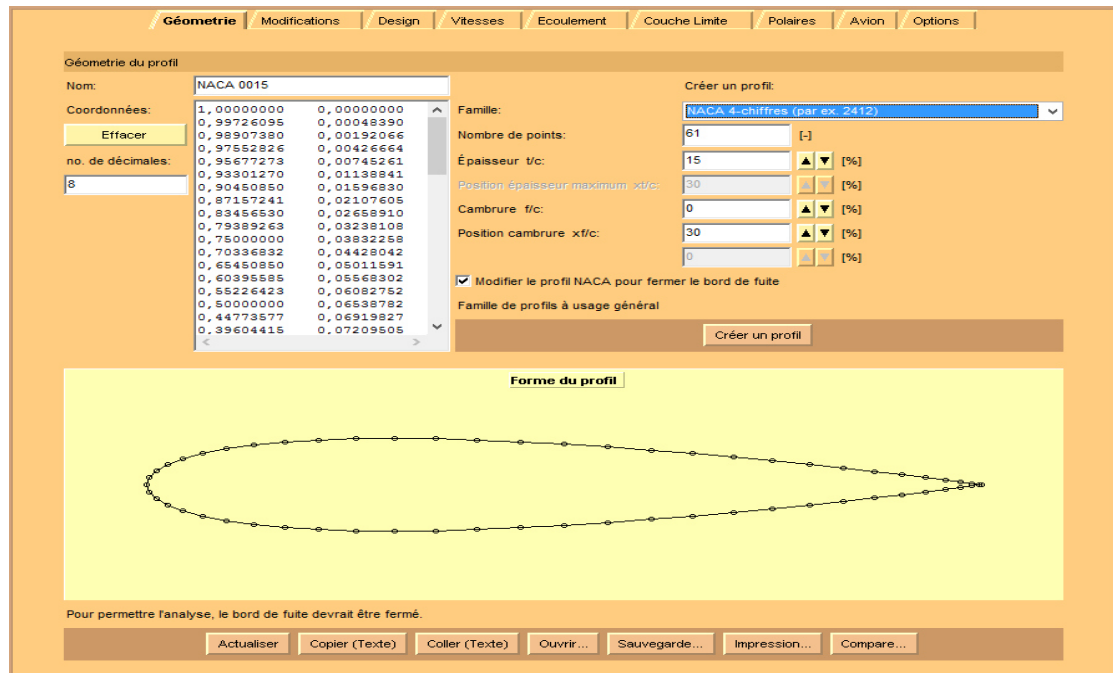
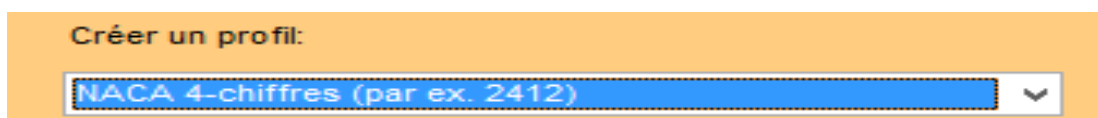


Figure IV.4: Logiciel Javafoil.

En suit les étapes suivantes pour obtenir le fichier de la géométrie sous forme **.dat**.

❖ On choisit le type de profil :

Dans notre cas en doit choisir le types de NACA 4-chiffres pour les deux profils (NACA 0015et NACA 4412) et un autre type de NACA 5-chiffres pour le profil NACA 23012 et NACA 6-chiffre pour le profil NACA136012.



❖ change les différents paramètres de profil selon le type et la série :

Nombre de points:	<input type="text" value="61"/>	[-]
Épaisseur t/c:	<input type="text" value="15"/>	<input type="button" value="▲"/> <input type="button" value="▼"/> [%]
Position épaisseur maximum xt/c:	<input type="text" value="30"/>	<input type="button" value="▲"/> <input type="button" value="▼"/> [%]
Cambrure f/c:	<input type="text" value="0"/>	<input type="button" value="▲"/> <input type="button" value="▼"/> [%]
Position cambrure xf/c:	<input type="text" value="30"/>	<input type="button" value="▲"/> <input type="button" value="▼"/> [%]
	<input type="text" value="0"/>	<input type="button" value="▲"/> <input type="button" value="▼"/> [%]

- ❖ Avant de crée le profil il faut cocher le paramètre suivant pour avoir un profil de bord de fuite fermé :

Modifier le profil NACA pour fermer le bord de fuite

- ❖ En créant le profil on obtient la fenêtre suivante qui nous donne les cordonnées X et Y du profil crée.

Nom:	<input type="text" value="NACA 0015"/>																																					
Coordonnées:	<table border="1"> <tr><td>1,00000000</td><td>0,00000000</td></tr> <tr><td>0,99726095</td><td>0,00048390</td></tr> <tr><td>0,98907380</td><td>0,00192066</td></tr> <tr><td>0,97552826</td><td>0,00426664</td></tr> <tr><td>0,95677273</td><td>0,00745261</td></tr> <tr><td>0,93301270</td><td>0,01138841</td></tr> <tr><td>0,90450850</td><td>0,01596830</td></tr> <tr><td>0,87157241</td><td>0,02107605</td></tr> <tr><td>0,83456530</td><td>0,02658910</td></tr> <tr><td>0,79389263</td><td>0,03238108</td></tr> <tr><td>0,75000000</td><td>0,03832258</td></tr> <tr><td>0,70336832</td><td>0,04428042</td></tr> <tr><td>0,65450850</td><td>0,05011591</td></tr> <tr><td>0,60395585</td><td>0,05568302</td></tr> <tr><td>0,55226423</td><td>0,06082752</td></tr> <tr><td>0,50000000</td><td>0,06538782</td></tr> <tr><td>0,44773577</td><td>0,06919827</td></tr> <tr><td>0,39604415</td><td>0,07209505</td></tr> </table>		1,00000000	0,00000000	0,99726095	0,00048390	0,98907380	0,00192066	0,97552826	0,00426664	0,95677273	0,00745261	0,93301270	0,01138841	0,90450850	0,01596830	0,87157241	0,02107605	0,83456530	0,02658910	0,79389263	0,03238108	0,75000000	0,03832258	0,70336832	0,04428042	0,65450850	0,05011591	0,60395585	0,05568302	0,55226423	0,06082752	0,50000000	0,06538782	0,44773577	0,06919827	0,39604415	0,07209505
1,00000000	0,00000000																																					
0,99726095	0,00048390																																					
0,98907380	0,00192066																																					
0,97552826	0,00426664																																					
0,95677273	0,00745261																																					
0,93301270	0,01138841																																					
0,90450850	0,01596830																																					
0,87157241	0,02107605																																					
0,83456530	0,02658910																																					
0,79389263	0,03238108																																					
0,75000000	0,03832258																																					
0,70336832	0,04428042																																					
0,65450850	0,05011591																																					
0,60395585	0,05568302																																					
0,55226423	0,06082752																																					
0,50000000	0,06538782																																					
0,44773577	0,06919827																																					
0,39604415	0,07209505																																					
<input type="button" value="Effacer"/>																																						
no. de décimales:	<input type="text" value="8"/>																																					

- ❖ On sauvegarde le profil crée sous forme de fichier **.dat** .
- ❖ Après l'importation de fichier **.dat** au Gambit et après l'application de quelque modification on aura la forme finale de notre géométrie

(NACA0015) selon la figure suivante, et on fait la même démarche pour toutes les géométries.

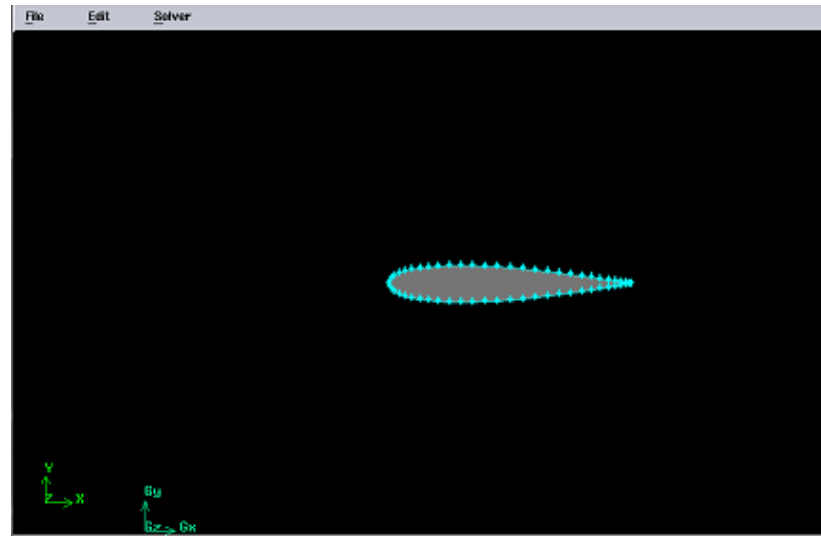


Figure IV.5: La forme 2d du profil NACA 0015.

B.Création de domaine de calcul 2d

Dans notre cas le domaine de calcul (écoulement) c'est un rectangle (400mm*600mm),

N.B : le domaine suivant est valable pour toutes les géométries de simulation.

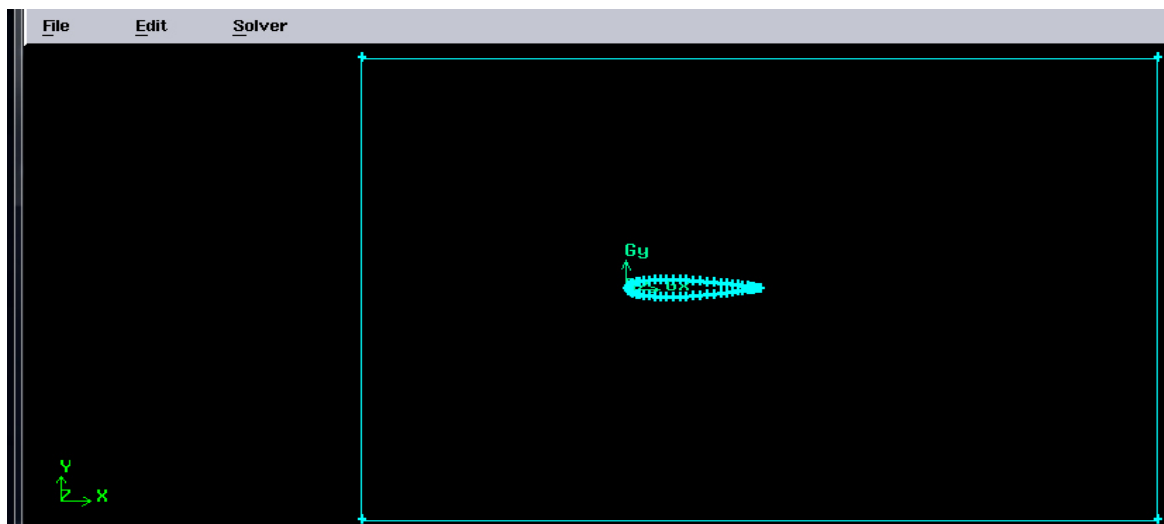


Figure IV.6 : Le domaine de calcul 2d.

IV.4.2.deuxième partie 2d avec différent angle d'inclinaison : on suit les mêmes étapes et on change l'angle d'inclinaison.

IV.4.3.troisième partie 3d

On a suit les même étapes mais cette fois on dessiner un profile on 3d et le domaine de calcule est un volume .

IV.5.Maillage

Avoir une meilleure précision des résultats par le solveur FLUENT nécessite un maillage suffisamment raffiné de sorte que la solution soit indépendante du maillage. Il a été opté pour Un maillage non structuré bidimensionnel triangulaire pour 2D et tétraedral non structuré pour 3D ; a été obtenu par le pré processeur *Gambit*. le maillage est obtenu en utilisant le schéma *PAVE* pour 2d, le nombre total des nœuds et des surface ainsi que la cellule des déférentes géométries est présenté dans le tableau suivante :

Tableau IV.1 : Résultats de maillage générés en 2D.

Profil	Cellules	Faces	Nœuds
NACA0015	27660	41255	14065
NACA4412	27884	41591	14177
NACA23012	27904	41621	14187
NACA13160	27190	40550	13830

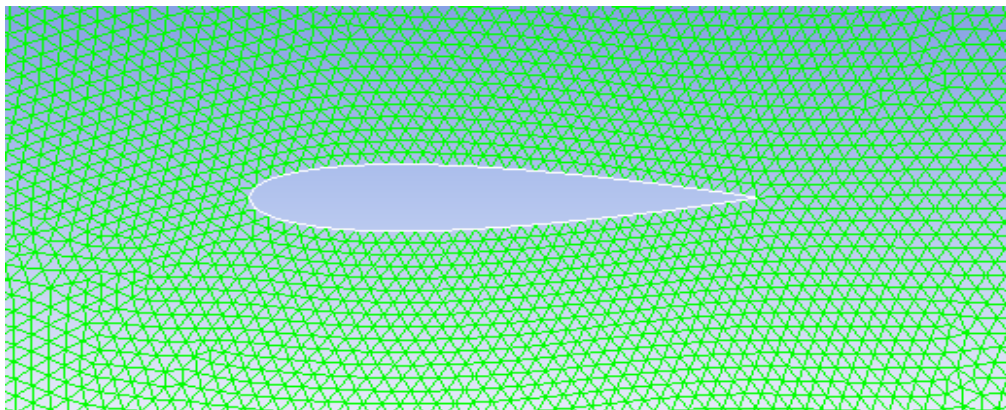


Figure IV.7: Maillage de profil NACA 0015.

Tableau IV.2 : résultats de maillage générer

Cellules	nœuds
690631	141019

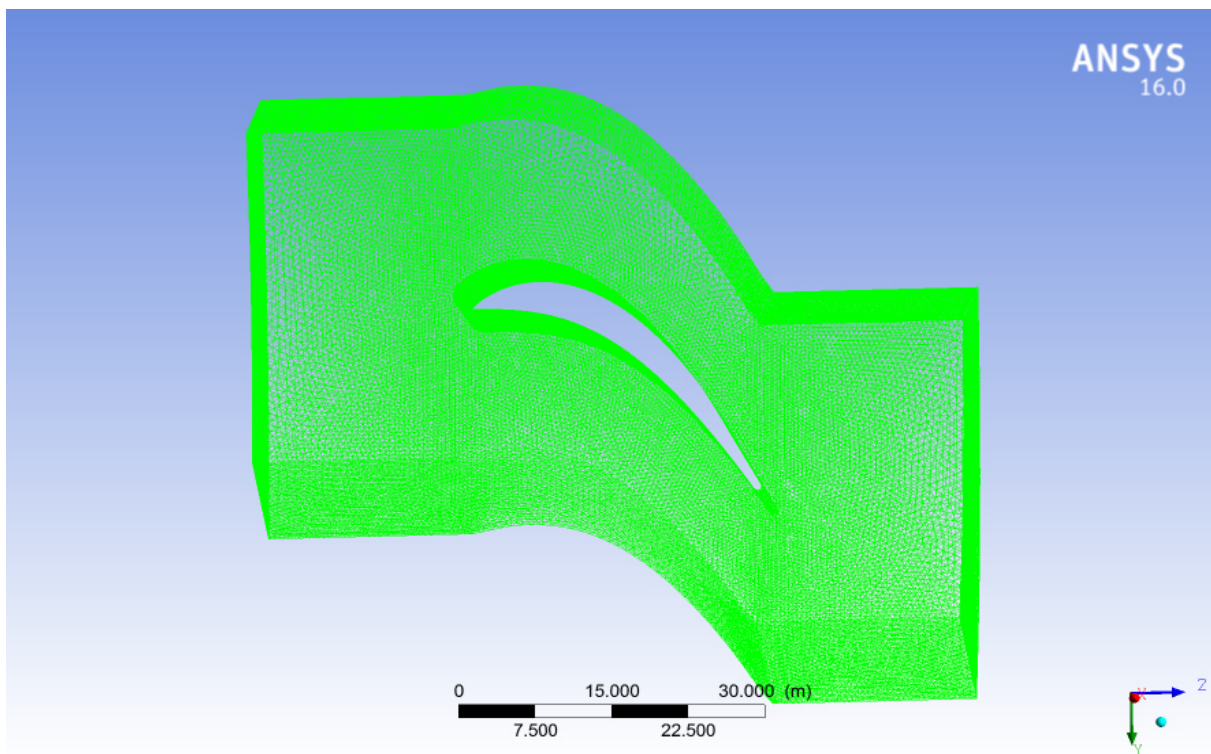


Figure IV.8 : maillage en 3D.

IV.6. définition des frontières dans Gambit (condition aux limites).

IV.7. Enregistrement Exporter le maillage et on peut ensuite fermer Gambit et lancer Fluent.

IV.8. Exécution du logiciel FLUENT

IV.8. 1. Les paramètres sous Ansys Fluent

pour le modèle physique : on a choisi standard ($k-\varepsilon$) standard Wall fonction .
et on a choisi comme fluide : gaz idéal.

❖ **Les conditions aux limites :**

Zone	Types	Caractéristique
Inlet	Pressure Far –Field	$P_{\text{gauge}} = 500000\text{pa.}$ $Ma = 0.6.$ Température = 800 k.
Outlet	Pressure outlet	$P_{\text{gauge}} = 200000\text{pa.}$ Température = 750k.

❖ Paramètres de sous relaxation:

Variables	Valeur
Pression	0.3
Quantité de mouvement	1
Forces de volume	1
Densité	0.7
Energie cinétique turbulent	0.8
Dissipation turbulent	0.8
Viscosité turbulent	1
Energie	1

❖ Algorithme de résolution:

Variables	Least Squares Cell Based
Accouplement pression-vitesse	Simple
Gradient	Based
Pression	Presto
Quantité de mouvement	Second Order Upwind
Energie cinétique turbulent	Second Order Upwind
Dissipation turbulent	Second Order Upwind
Energie	Second Order Upwind

IV.9. Résultats et discussions

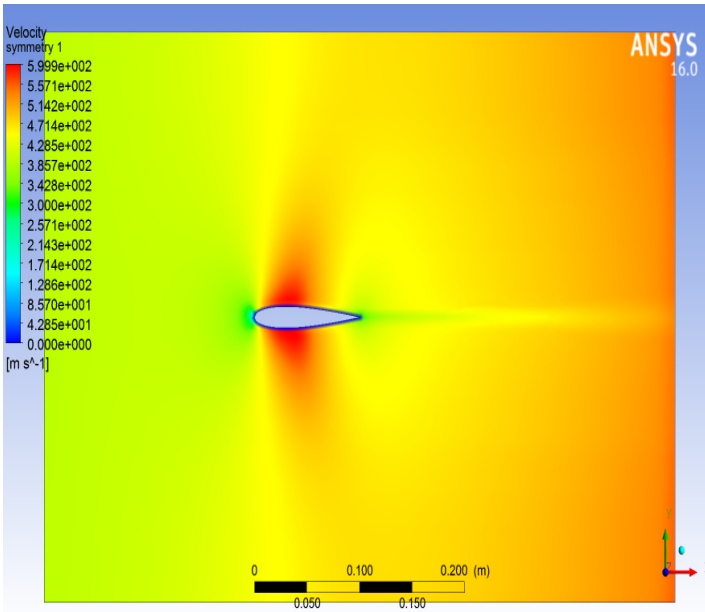
Cette partie d'étude concerne a présenté les résultats de simulation numérique de l'écoulement autour d'un profile d'un turbine à gaz de type NACA. .nous avons réalisés trois parties ;première partie on a étudié l'influence de déférente géométrie (NACA0015 ,NACA4412, NACA 23012, NACA136012.) sur les propriété et les caractéristique de l'écoulement ;et une deuxième partie pour déterminer l'influence de d'angle d'inclinaison ,pour ce cas on a choisi la meilleur géométrie a été déduit à partir les résultats de première cas et on a changé l'angle d'inclinaison ($\alpha=0$; $\alpha=10$, $\alpha=20$, $\alpha=30$, $\alpha=40$)le troisième partie simulation en 3D. Les résultats obtenue sont discutés et comparés en présentent les contours des pressions et vitesse en terme de position (cm) et le coefficient de trainer, pour déterminer la meilleur géométrie et meilleur angle d'inclinaison pour les turbines à gaz.

IV.9.1. Première partie : influence de géométrie

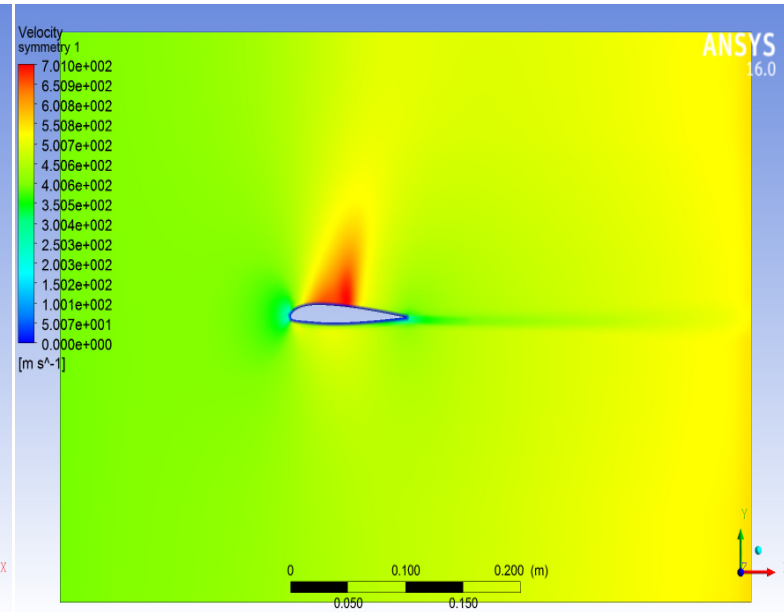
❖ Résultats des quatre profile NACA:

IV.9.1.1 Effet sur la vitesse :

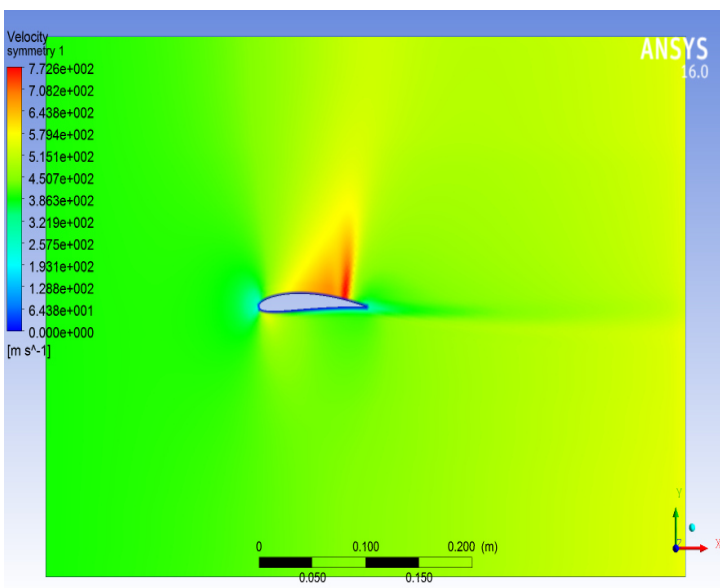
Pour la vitesse on remarque que pour tout les profile la vitesse et égale a zéro ou tend vers zéro au niveau de bord d'attaque .et atteindre des valeurs maximale a l'extrados (pour le NACA0015 la distribution et symétrique pour les autres profile la distribution et non symétrie et on remarque que la valeur de vitesse dans l'extrados et important que dans l'intrados. On approche au bord de fuit la vitesse diminue; NACA0015 ($5.999.10^2$) NACA (4412 $5.794.10^2$) ,NACA 136012 ($5.63.10^2$),NACA23012 ($6.008.10^2$.)



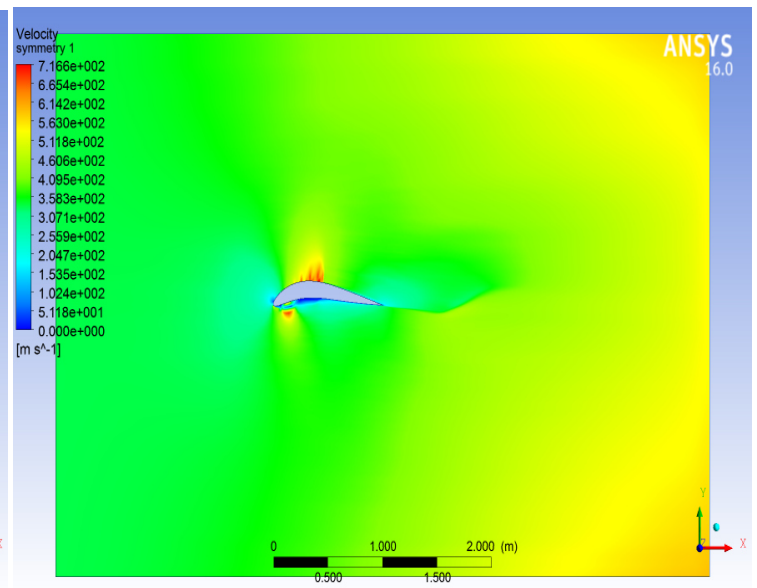
NACA 0015.



NACA23012.



NACA 4412.



NACA 136012.

Figure IV.9: Contours de vitesse (m/s) des 4 profile.

IV.9.1.2.Effet sur la pression :

On remarque une parfaite symétrie des contours de pression pour le profil NACA 0015, Cette symétrie est traduite par la coïncidence parfaite des coefficients de pression de l'intrados et de l'extrados .on note pour ce cas que la pression est maximale au niveau de bord

d'attaque ; et varie entre $1.904 \cdot 10^5$ Pa à $2.777 \cdot 10^5$ Pa au niveau de l'intrados et l'extrados, On approchant du bord de fuite la pression augmente de $3.068 \cdot 10^5$ jusqu'à $3.942 \cdot 10^5$.

On change la géométrie on remarque une dissymétrie avec une surpression a l'intrados et dépression à l'extrados. Dans tout les cas la pression est maximale au niveau de bord d'attaque ($6.444 \cdot 10^5$ NACA136012, $5.858 \cdot 10^5$ NACA4412, $6.017 \cdot 10^5$ NACA23012). La valeur de dépression diminue quand on change la géométrie.

On approchant du bord de fuite la pression augmente. Donc lorsqu'on change la géométrie le phénomène de la surpression et dépression au niveau de l'extrados et l'intrados augment, plus précisément la géométrie qu'a une maximale cambrure important a une valeur plus importante de dépression et surpression (NACA 136012 dans notre cas).

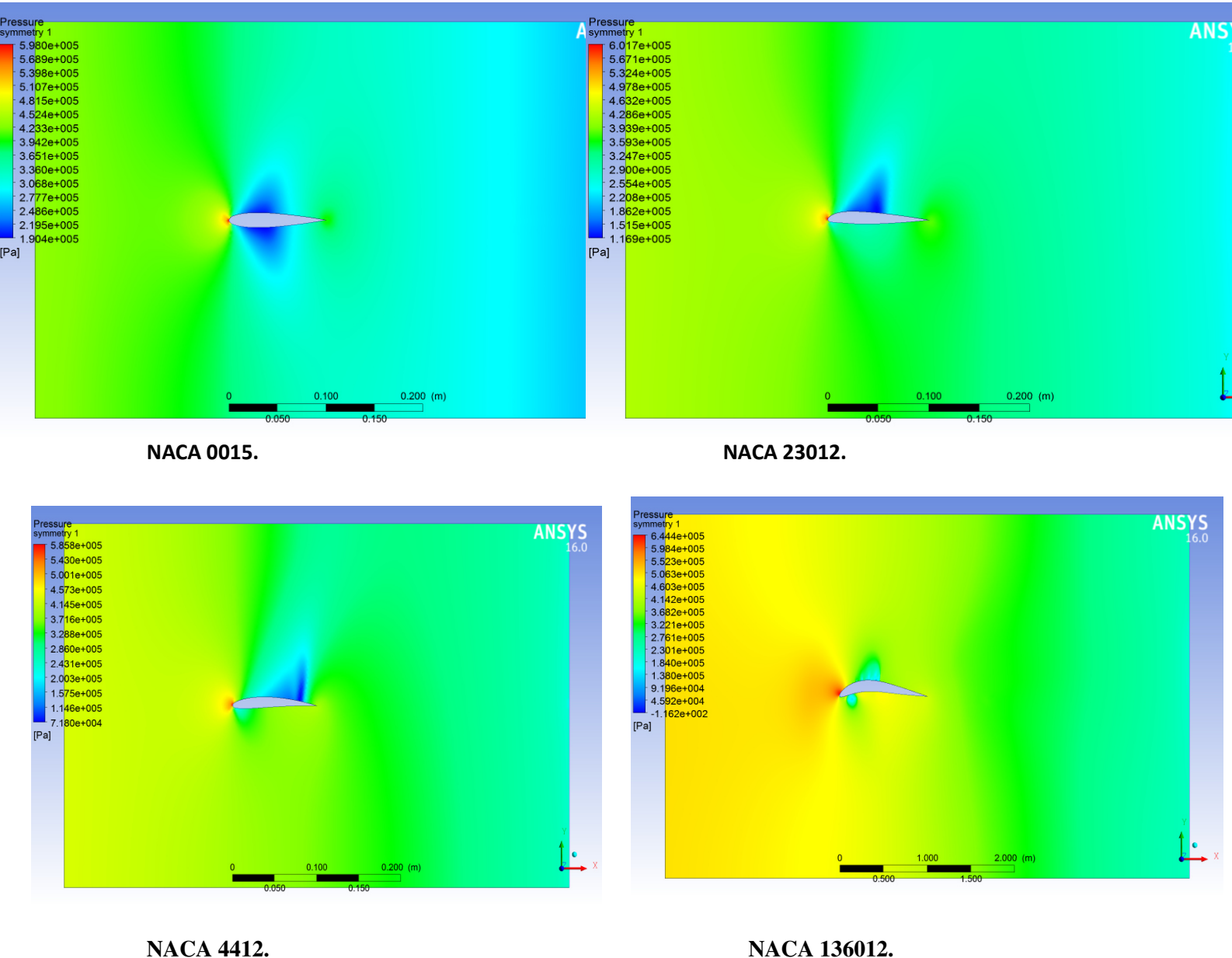


Figure IV.10 : contours de pression (Pa) des 4 profile.

On peut dire à partir de ces résultats que la variation de pression est inversement proportionnelle à la variation de la vitesse.

IV.9.1.3 Pression totale et statique autour de balade pour les quatre géométries

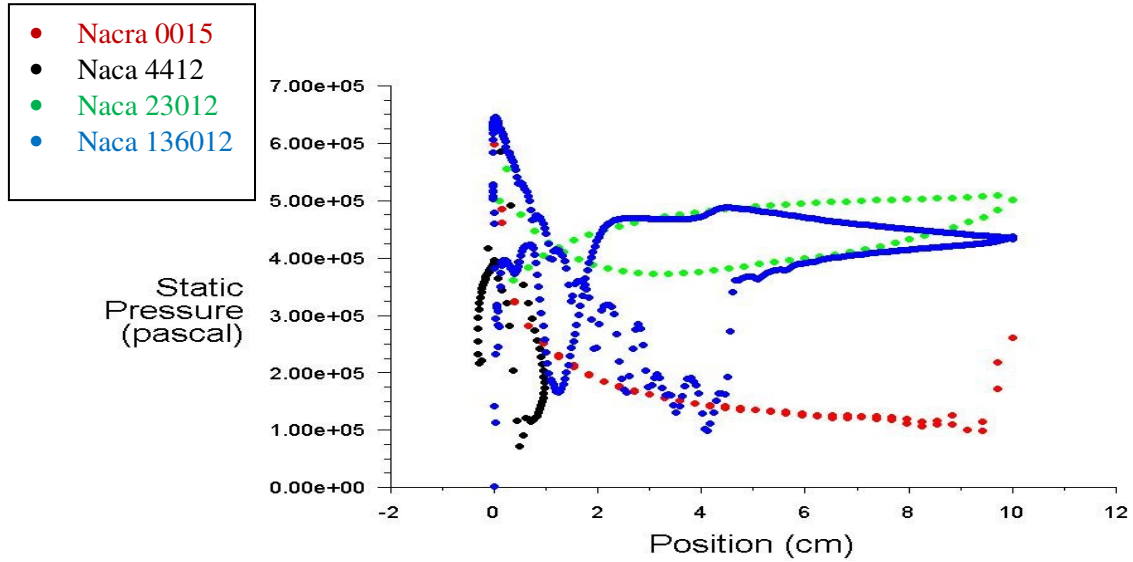


Figure IV.11 : Comparaison des diagrammes de pression statique des quatre profile.

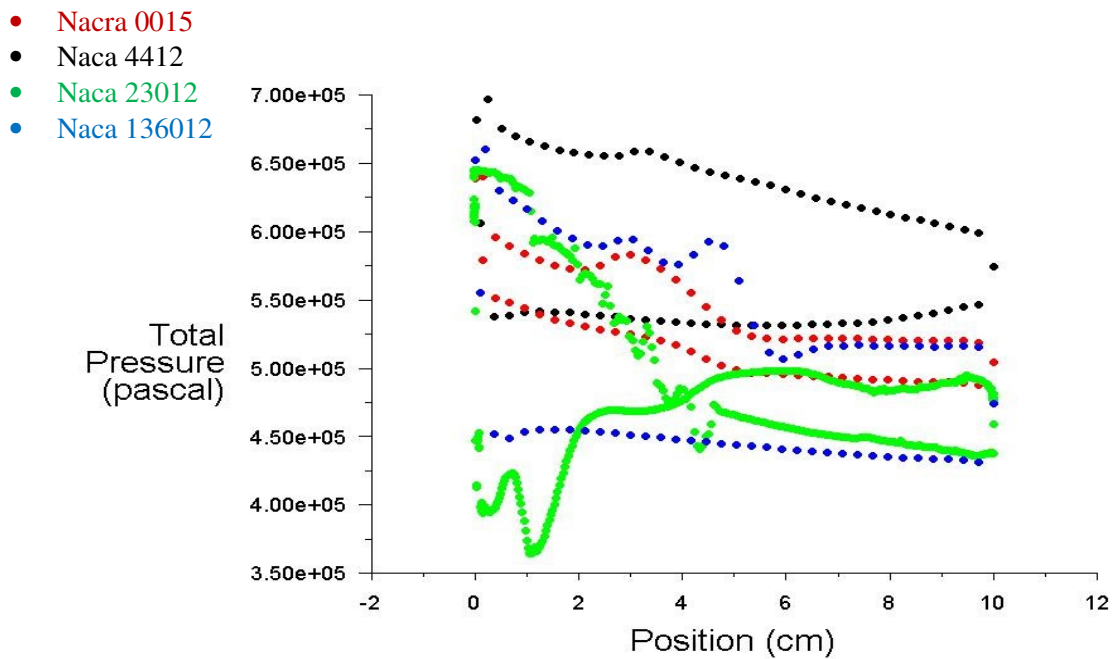


Figure IV.912: Comparaison des diagrammes de pression totale des quatre géométries

IV.9.1.4. Résultats obtenus pour les coefficients aérodynamiques

- Les coefficients de portance et de trainée pour différents géométries :

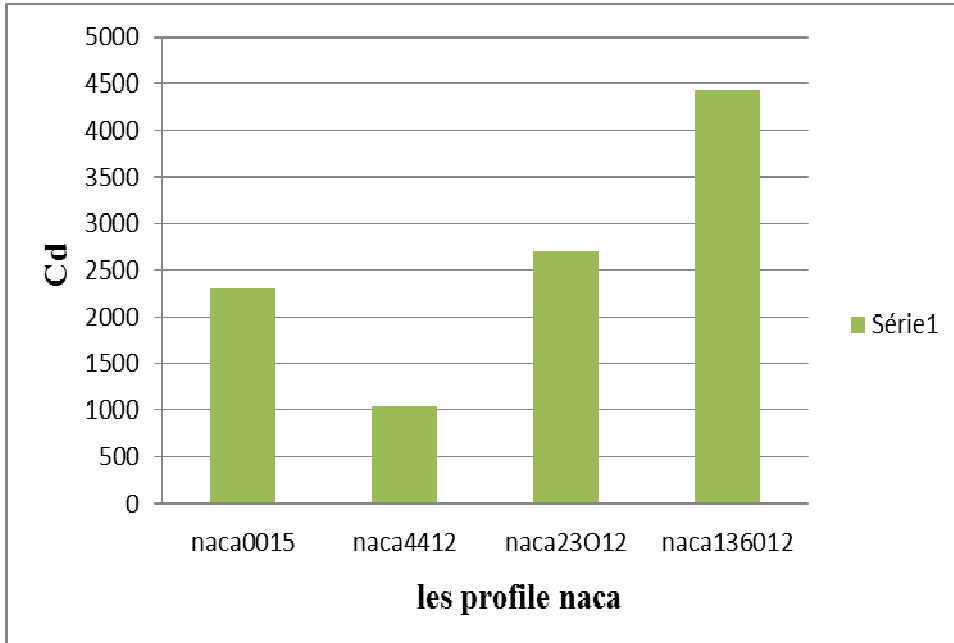


Figure IV.13: comparaison de coefficient de trainé pour les quatre géométries.

Interprétation des résultats :

A partir des ces graphe on remarque le coefficient de trainé Cd et plus important dans le profile NACA 136012 donc on peut dire que le meilleur profile et le NACA 136012.

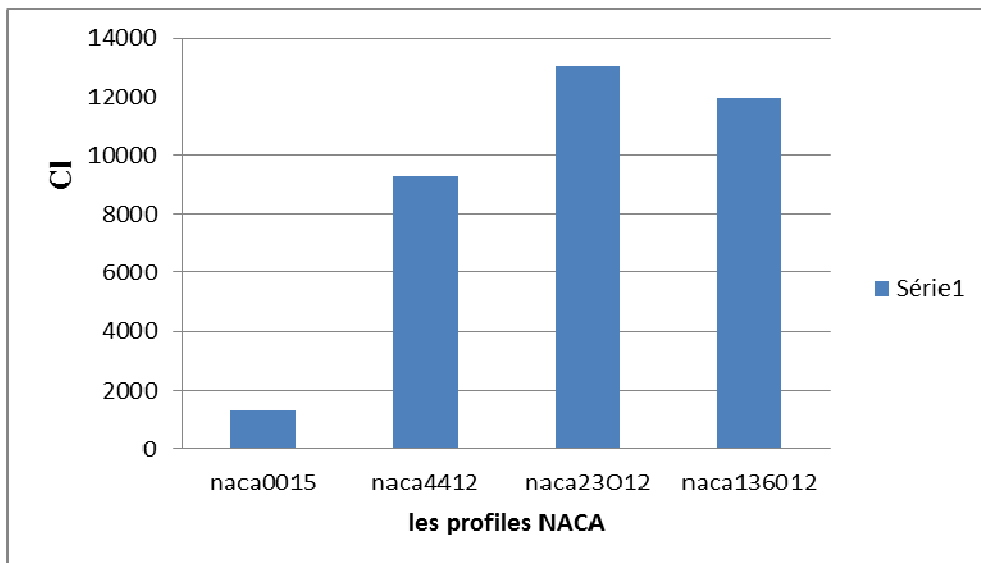
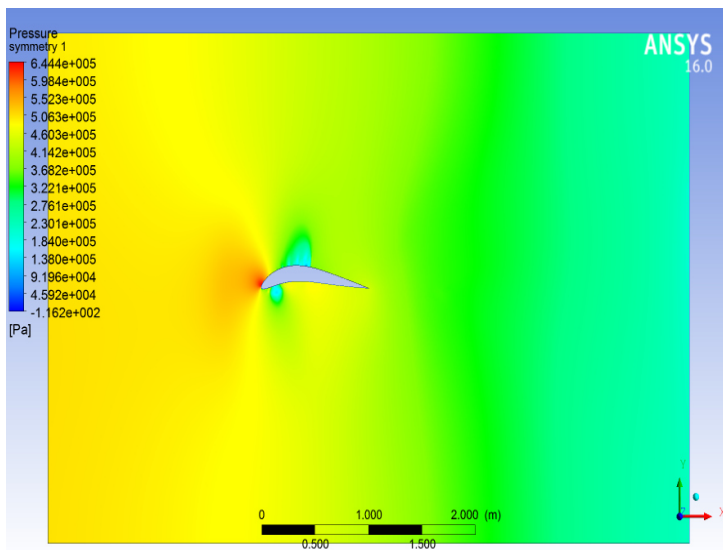


Figure IV.14: comparaison de coefficient de trainé pour les quatre géométries.

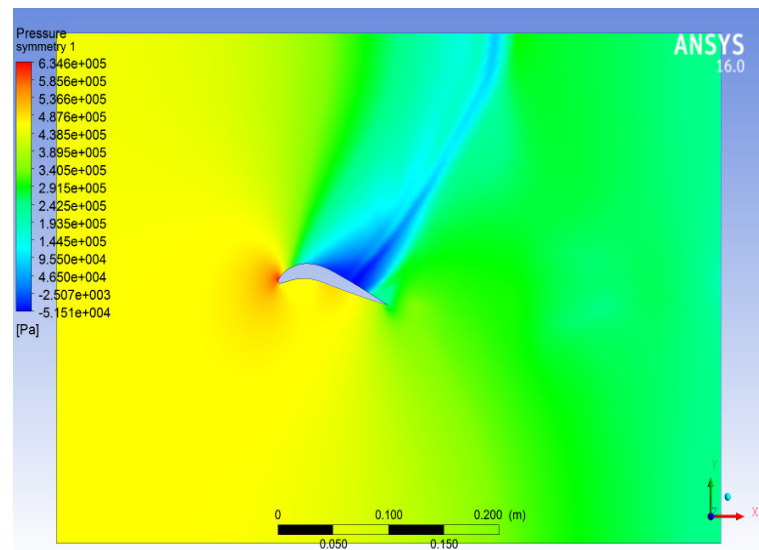
IV.9.2.deuxième partie : influence de l'angle d'inclinaison

IV.9.2.1.Effet sur la pression

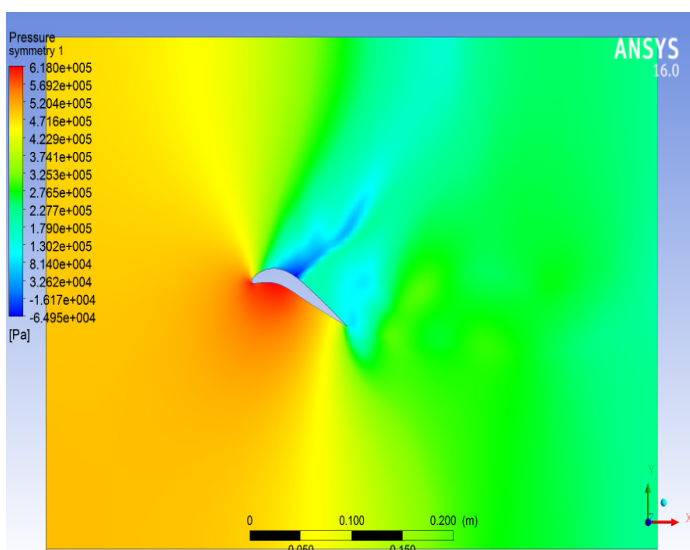
On remarque que pour tout les angle d'inclinaison ($\alpha = 0, \alpha = 10, \alpha = 20, \alpha = 30, \alpha = 40$) la pression et maximale a l'entrer ($6.444.10^5, 6.346.10^5, 6.180.10^5, 6.0220.10^5, 6.988.10^5$); l'extrados et l'intrados . La depression et la surpression augment lorsque on augment la valeur de l'angle d'incidence au niveau de l'intrados et l'extrados .(les valeur sont positive pour l'intrados et négative pour l'extrados). on apprchant de bord de fuit la pression augmente .



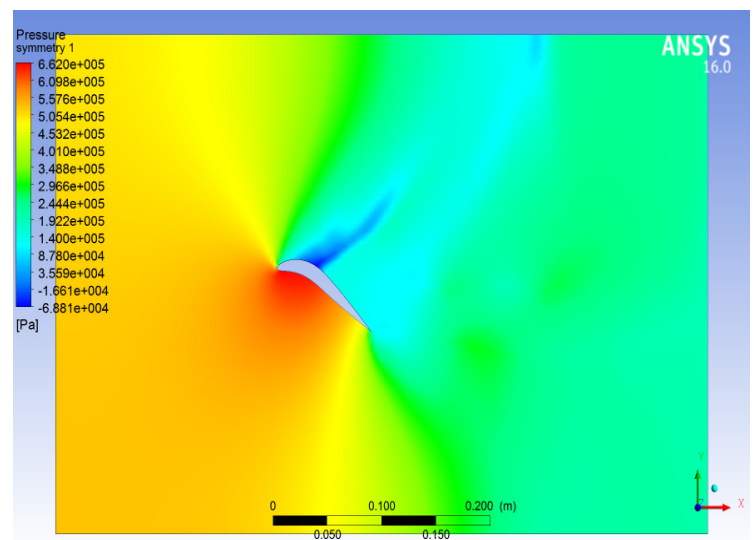
$\alpha = 0$



$\alpha = 10$



$\alpha = 20$



$\alpha = 30$

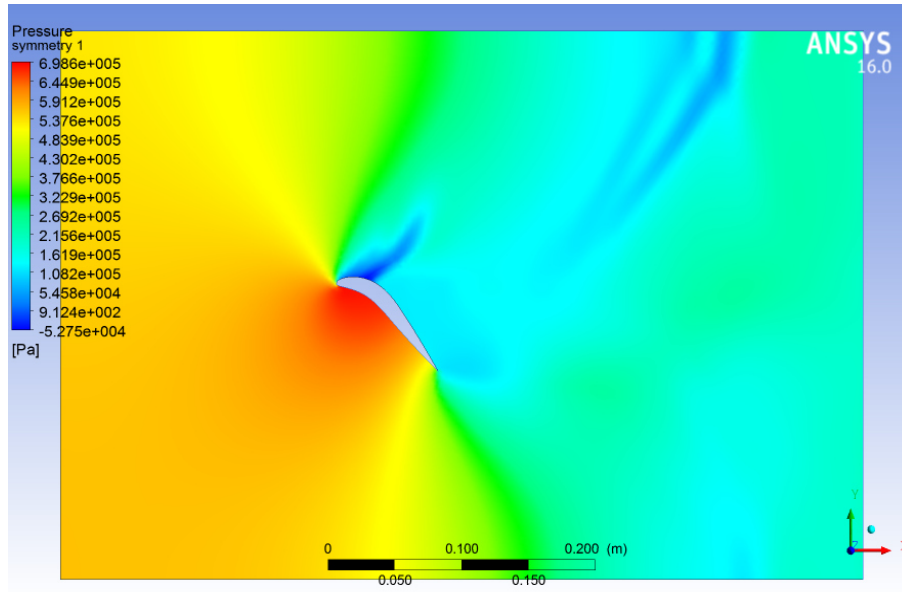
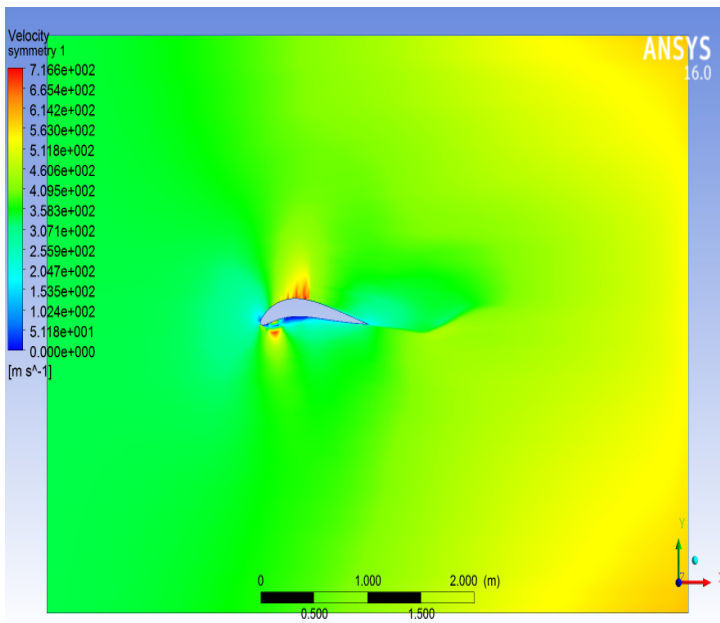


Figure IV.15 : contour de pression.

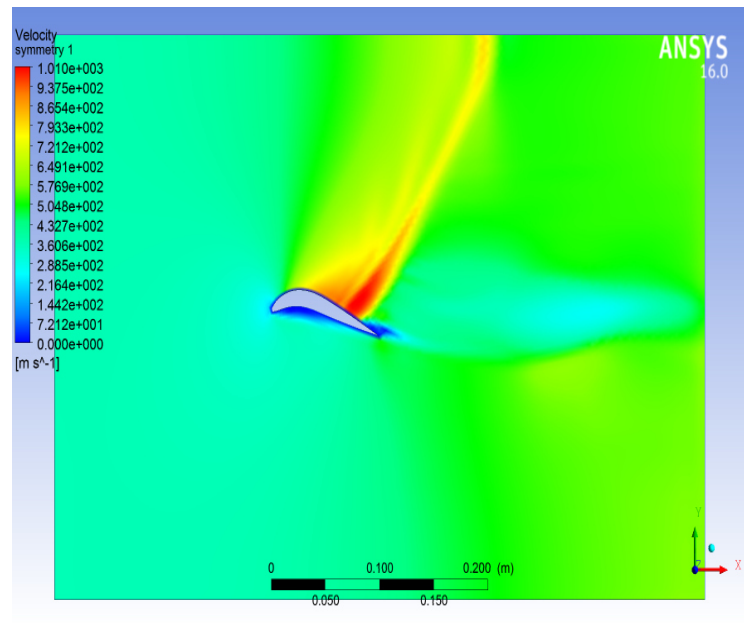
IV.9.2.2.Effet sur la vitesse

A partir des résultats qu'on a obtenu on peut dire que la vitesse est inversement proportionnelle à la pression (la vitesse tend vers zéro au niveau de bord d'attaque et maximale au niveau de l'extrados et l'intrados).

On a déduit que la pression est augmentée d'une façon importante pour $\alpha = 40$ au niveau de bord d'attaque et bord de fuite (l'entrée et la sortie) donc par aspects thermodynamique on peut dire que $\alpha = 40$ est le meilleur angle car elle donne le meilleur rendement



$\alpha = 0$



$\alpha = 10$

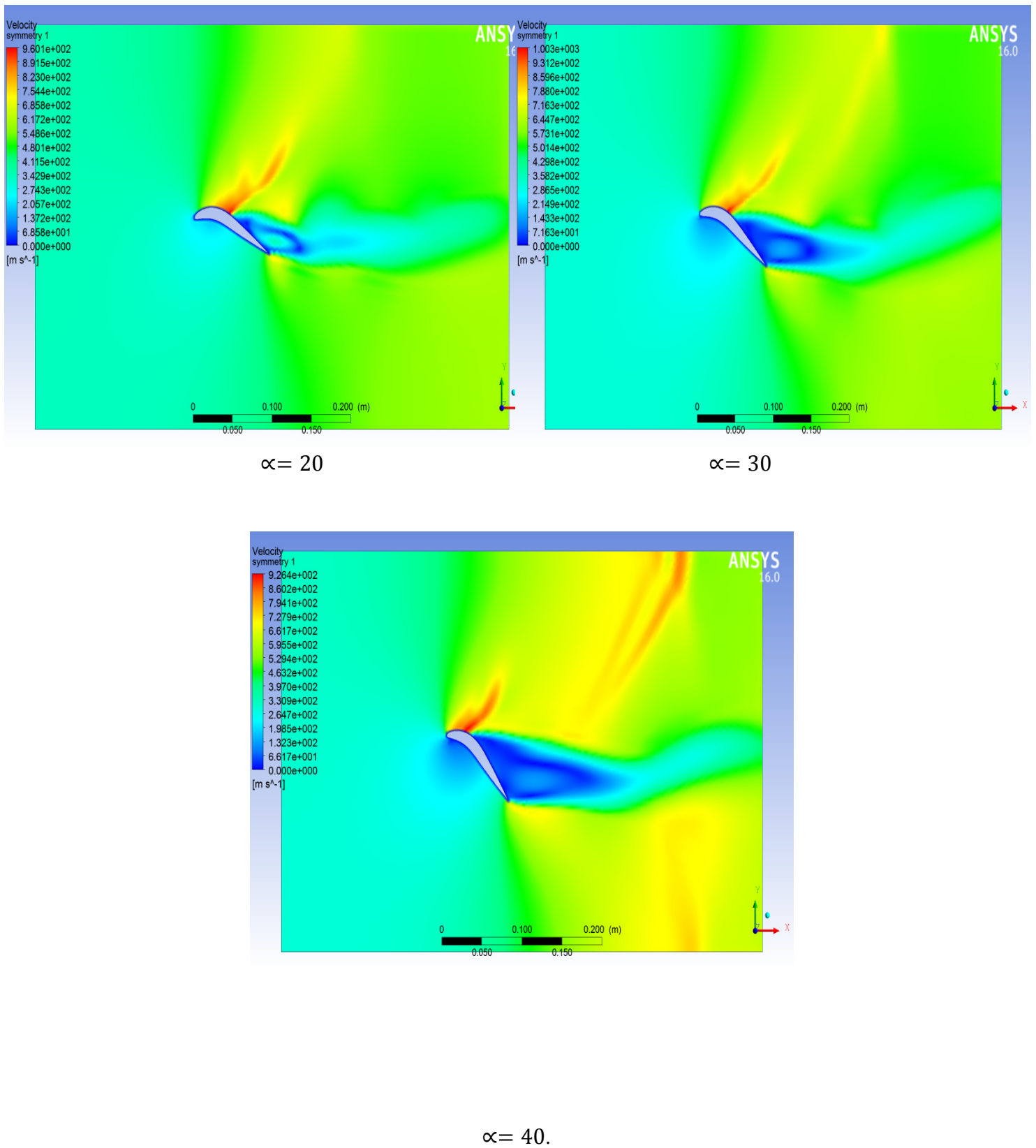


Figure IV.16:contour de vitesse.

IV.9.2.3. Pression statique autour de balade pour les différents angles d'incidence :

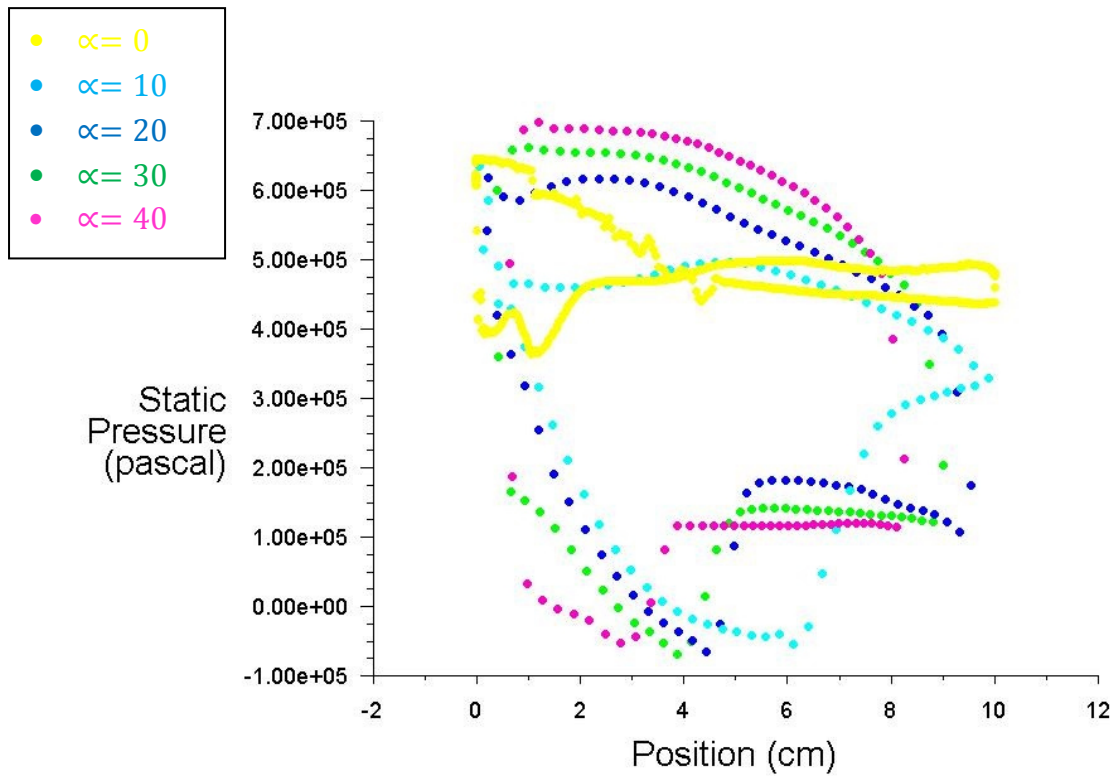


Figure IV.7: Comparaison des diagrammes de pression statique pour le différent angle d'inclinaison.

On a déduit que la pression est augmentée d'une façon importante pour $\alpha = 40$ au niveau de bord d'attaque et bord de fuite (l'entrée et la sortie) donc par aspects thermodynamique on peut dire que $\alpha = 40$ est le meilleur angle car elle donne le meilleur rendement

IV.9.2.4. Résultats obtenus pour les coefficients aérodynamiques

❖ Les coefficients de portance et de traînée pour différentes géométries :

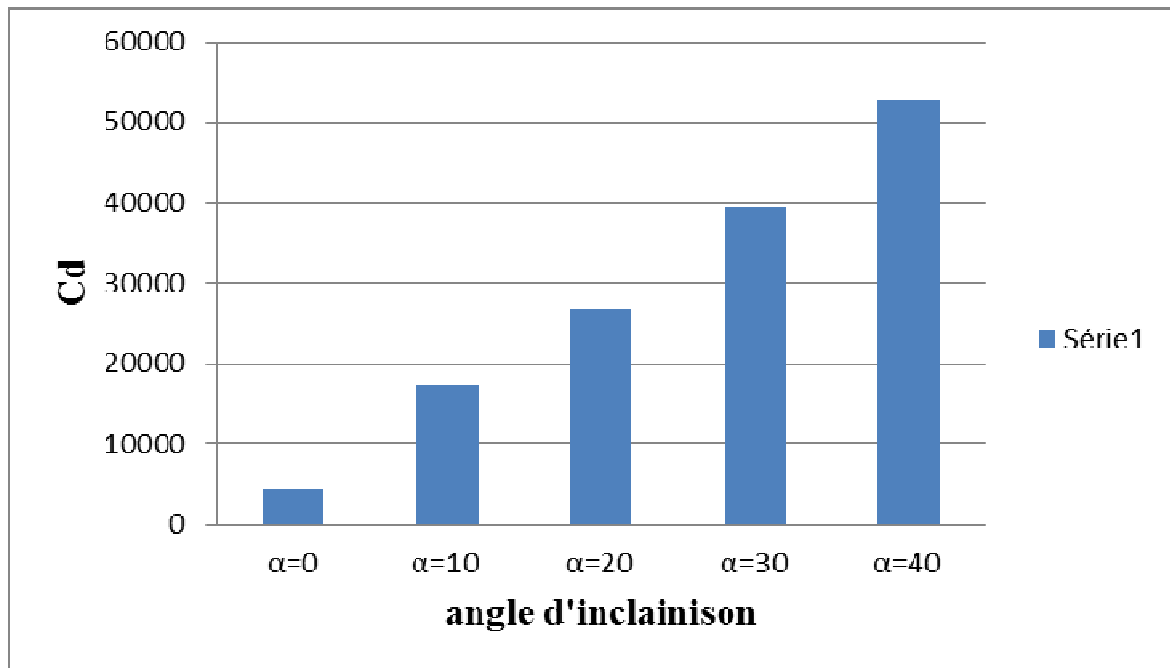


Figure IV.18: comparaison de coefficient de trainé pour le déférent angle d'inclainison.

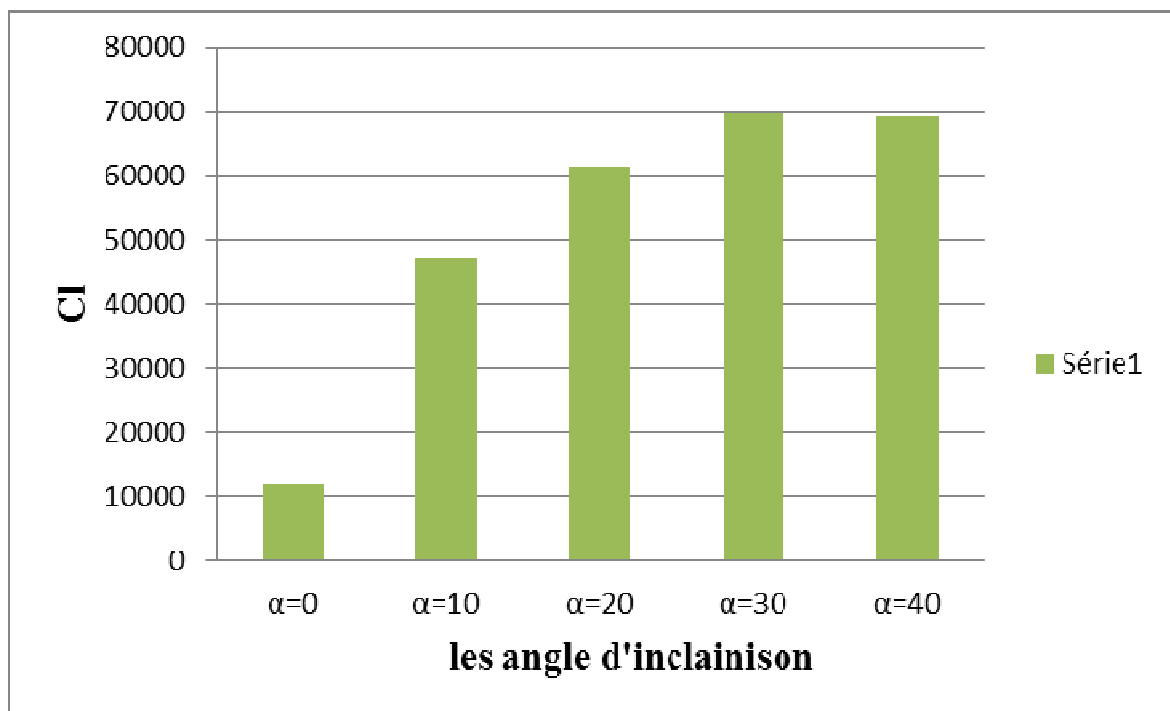


Figure IV.15: comparaison de coefficient de portance pour le déférent angle d'inclainison.

Interprétation des résultats

A partir du graphe on remarque que en augmente l'angle d'inclinaison la trainée augment est ce qui est chercher atteint le plus grand coefficient de trainée dans ce but on augmente l'angle d'incidence.

Donc on peut déduire que la meilleur angle est $\alpha = 40$.

IV.9.3. Troisième partie profile NACA 326012 en 3D

Pour approcher au cas réelle on a fait un étude en 3D est on a obtenu des résultats acceptable.

IV.9.3.1. les contours de pression et vitesse

❖ Contour de pression

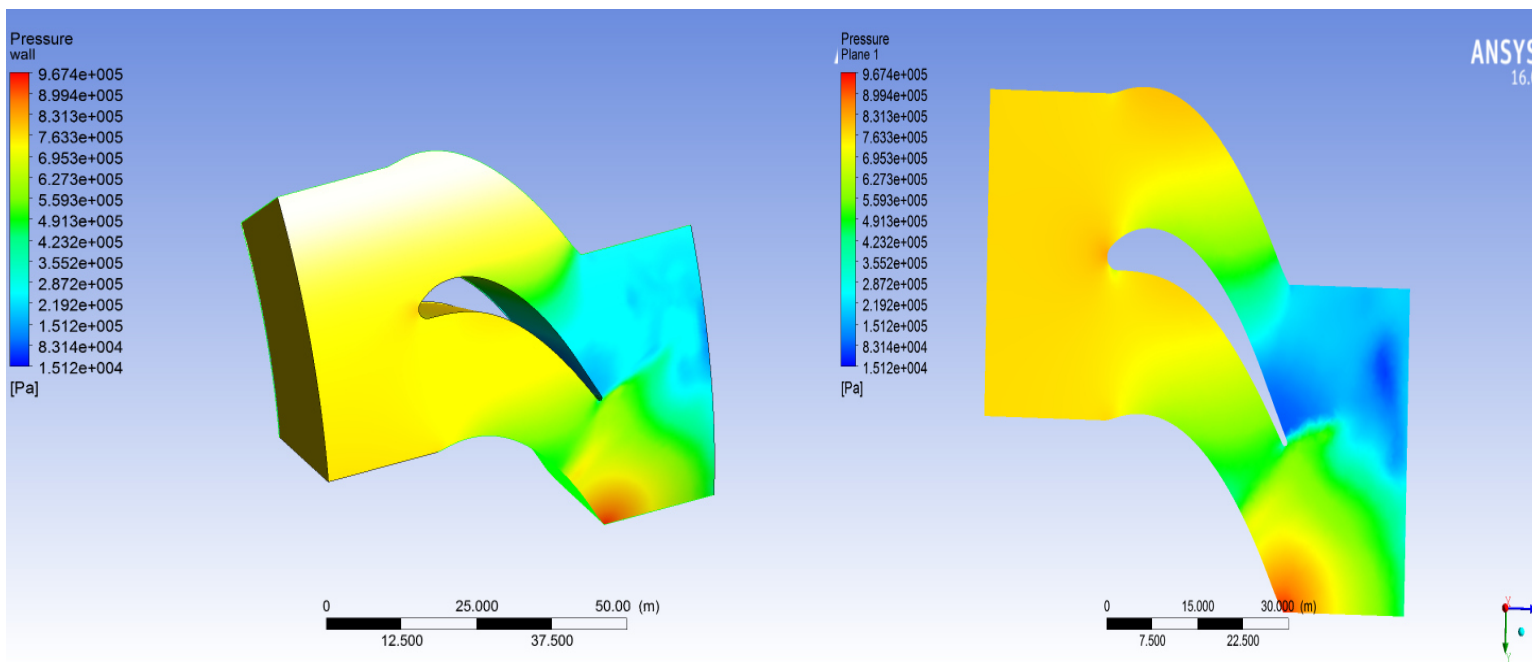


Figure IV.19 : contour de pression en 3d et avec un sweep surface suivant (yz) .

❖ Contour de vitesse

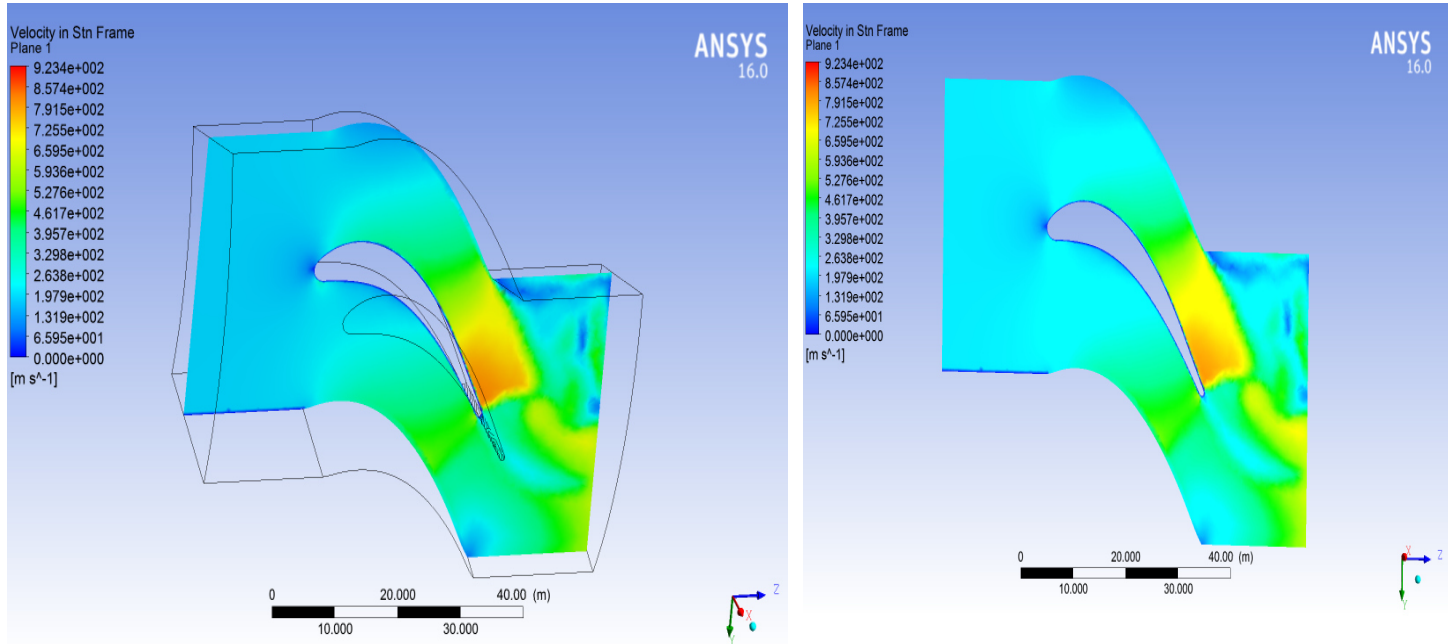


Figure IV.20: contour de vitesse en 3D.

Conclusion

La simulation de l'écoulement de gaz dans un aubage de turbine à gaz par Fluent nous a permis de déterminer les meilleures géométries ainsi l'angle d'incidence d'aube qui donne le bon rendement et le plus grand coefficient de trainé (est le profil NACA 136012 a un angle d'incidence $\alpha = 40$)

Ces résultats a été déterminé en analysant les principales caractéristiques de l'écoulement qui sont la vitesse et la pression du fluide et les coefficients de portance et trainé.



Conclusion générale

Conclusion générale

L'étude de l'écoulement transsonique à travers une aube d'une turbine axiale à gaz a été l'objectif du présent travail. L'outil de simulation numérique Fluent a été notre moyen pour la compréhension des différents phénomènes manifestés à travers les différentes géométries étudiées.

La construction des différentes géométries : les profils 2D, profil isolé 3D, la génération de leur maillage ainsi que l'incorporation des conditions aux limites ont été élaborées dans le pré-processeur GAMBIT. La distribution de vitesse, de pression et l'évaluation des coefficients de trainée et de portance sur l'aube sont déterminées en tenant compte de l'influence de la géométrie et de l'angle d'attaque de l'écoulement sur ces profils similaire à celle d'une turbine transsonique.

Les résultats, obtenus ont permis d'étudier l'influence de la géométrie et de l'angle d'attaque sur le comportement de l'écoulement turbulent transsonique et sur les performances aérodynamiques du profil, représentées par les coefficients de trainée et de portance.

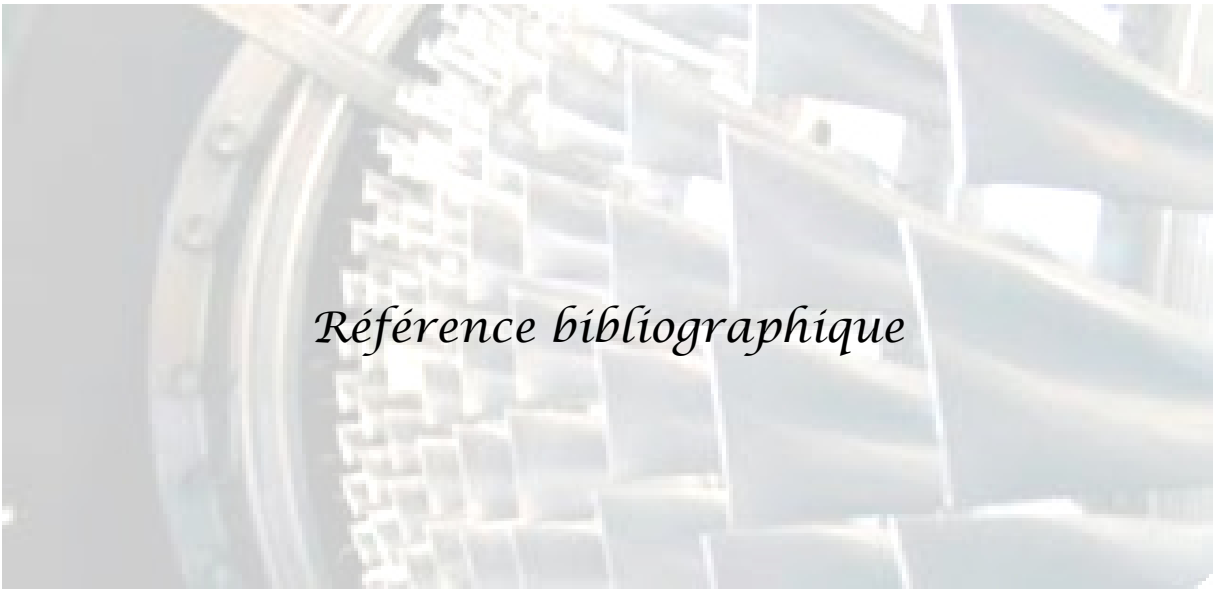
En ce qui concerne les performances, la variation de géométrie et d'angle d'attaque entraîne une variation sur le comportement d'écoulement ; en changeant la géométrie les forces aérodynamique augment ainsi que la vitesse et la pression. L'augmentation de l'angle d'attaque entraîne une augmentation de coefficient aérodynamique et de pression (surpression sur l'extrados et dépression sur l'intrados. Il convient de noter qu'il existe un point d'arrêt au niveau du bord d'attaque où la pression est maximale et un autre au bord de fuite où la pression est légèrement affaiblie par les frottements dues aux couches limites le long de l'intrados et l'extrados du profil. Le choix d'un profil s'effectue en considérant plusieurs paramètres obtenus à partir de l'étude numérique : ceux sont les distributions de pression et vitesse et des coefficients de trainée et portance.

La bonne compréhension du comportement du fluide autour des aubes peut permettre une meilleure conception et donc un rendement amélioré des turbomachines.

A la lumière des résultats obtenus et après analyse on peut conclure que le profil NACA236012 est le plus performant avec un angle d'attaque $\alpha=40$.

Plusieurs travaux futurs, concernant la simulation numérique des écoulements transoniques tridimensionnelles sont envisagés en perspectives de ce thème :

- Refroidissement interne et externe des aubes afin d'évité le problème de fluage.
- Simulation de l'écoulement aube à aube avec transfert thermique en stationnaire et instationnaire



Référence bibliographique

Références bibliographiques

- [1] **M.Reggio et J-Y. Trépanier** , “ Théorie des turbomachines “, école polytechnique Montréal.
- [2] **Benkara Mostefa et Heguehoug Karima**, “Simulation numérique de l’écoulement à travers une cascade d’aube d’une turbine :application stator et ou au rotor “ ,Constantine 2017.
- [3] **Max Giroud , Joel Silet** , “Turbine à gaz aéronautiques et terrestres”, Technique de l’ingénieur, Traité Mécanique et Chaleur , BM4410a, 1992.
- [4] **Michel pluviose , christelle périlhon**, “ Turbomachine : description- principes de base “, Technique de l’ingénieur , Traité Génie Mécanique , BM4280, 2002.
- [5] **Michel Vincent De Paul**,”Turbine à fluide compressible ,conception et fonctionnement “ ,Technique de l’ingénieur , Traité Génie Mécanique BM 4560, 1998.
- [6] Gilbert Riollet , “Téorie générale des turbomachine “, Technique de l’ingénieur , Traité Génie Mécanique , B 4400,1991.
- [7] **Jan Kryszewski**, “Turbomachine, théorie générale “,OPU :02/1994.
- [8] **S.Djoumaa**, “Risque Mécanique “ , cours pour le compte de sonalgaz Dép. Hygiène et sécurité, université de Batna, Algérie ,2002.
- [9] **Jonas Larsson** , “Numerical Simulation of turbulent flows for turbine blade heat transfer application “, département of thermo and fluid Dynamics Chalmers University of Technology S41296 Goteborg, sweden ,1998.
- [10] **Paul Cameron Godden** , “Base pressure measurements for a turbine blade with span-Wise Trailing Edge Coolant Ejection “, Bachelor of Engineering thesis, the University of Queensland, Brisbane, 2001.
- [11] **R.Dénos ,T.Arts ,G.Paniagua, V.Michellasi and F.Martelli**, “Investigation of the unsteady Rotor Aérodynamic In Transonic Turbine Stage “, ASME paper 2000-GT-435.
- [12] **Pénélope Leyland, Peter Ott and Ronald Richter** ,”Turbine cascade calculations with structured and unstructured meshes “ Eccomas 94 ,1994.
- [13] **P.W.Giel, D.Rthurman, I.Lopez and R.J.Boyle, G.J.Van .Fossen** ,“Three dimentional flows field measurements in a transonic Turbine cascade “ , ASME paper 96-GT-113,1996.
- [14] **J.Fort ,J.Furst, J.Halama, K.Kozel and Praha**, “Numerical simulation of 3D transonic flow through cascades.” Mathematica Bohemica ,2000.
- [15] **J.Fort ,J.Furst, K.Kozel and Praha**, “ Nimurical solution of inviscod and viscous flow using modern schemes and quadrilateral or triangular mesh”.

- [16] **Cristian Wollblade**, " Transonic flow : large eddy simulation ,numerical methods , and sub grid modelling ", Chalmers University of Technology sweden ,2006.
- [17] **A.Kourta et al** ," Prédiction du tremblement en écoulement transonique ", Elsevier,septembre 2005.
- [18] **Pascal Kulsia et Jean-Michel Fourgrès**,"Heat transfert prediction on transonic turbine blade ".Laboratoire de mécanique des fluides et d'acoustique , ecole centrale de lyon, France,1997.
- [19] **Jan.Halma, Tony Arts et Jaroslav Fort** " numérique solution of unsteady and steady transonic flow in turbine cascade and stages ", Elsevier 2003.
- [20] **A.Ezzarfi, B.Kharbouch,A.Maalouf et A.Mimet** "modélisation et simulation de l'écoulement et du transfert de chaleur turbulent ",Maroc ,novembre 2005.
- [21] **M.Hachemi ,L.Merhi et M.Abidat** " Numérique determination of the performance of a NACA23012 airfoil" ,Laboratoire de mécanique des fluides appliquée-USTO.
- [22] **R.Peyeret , Taylore,T.D**, "computational methods for fluid flow ",Sprenger- Verlag, New York,1983.
- [23] **Djouimaa siham**, "simulation de l'écoulement transsonique turbulent autour d'une aube de turbine ", Université de Batna ,2007.
- [24] **Wu C.H**, "A generaltheory of three dimentionalfow in subsonic and supersonic turbomachine in radial, axial and mixed flow types ", NACA TN 2604,1952.
- [25] **Lewis R. I**, "Turbomachinery Performance Analysis",ARNOLD, GreatBritain,1996.
- [26] **Luu T.S., Viney L.B.**, "Inverse problem using S2-S1 approach for th of turbomachines with splitter blades",Revue Française de Mécanique, , France,1992.
- [27] **Lewis R. I.**, "Developments of actuator disc theory for compressible flow through turbomachines".
- [28] **Wislicenus G. F.**, "Fluid Mechanics of Turbomachinery", Dover, New York,1965.
- [29] **Noguera R.**, "Contribution à la maîtrise du dimensionnement des turbomachines Axiales".Etude des débits partiels et de la cavitation, Th. d'Etat. Paris-VI,1987.
- [30] **Belamri T.**, "Analyse aube à aube de l'écoulement instationnaire multigrilles par la méthode des singularités - Application aux turbomachines à fluide incompressible". Th. Méc.,ENSAM – Paris,1998.
- [31] **Katsanis T.**, "Computing program for calculating velocities and streamlines on a blade to-blade surface of a turbomachine", NASA, Technical note, TN-4525, 1968.
- [32] **Scholz N.**, Aerodynamik der Schaufelgitter, Band I, Vrelag G. Braun, Karlsruhe (traduit par A. Klein, AGARDograph No. AG 220, 1977),1965.

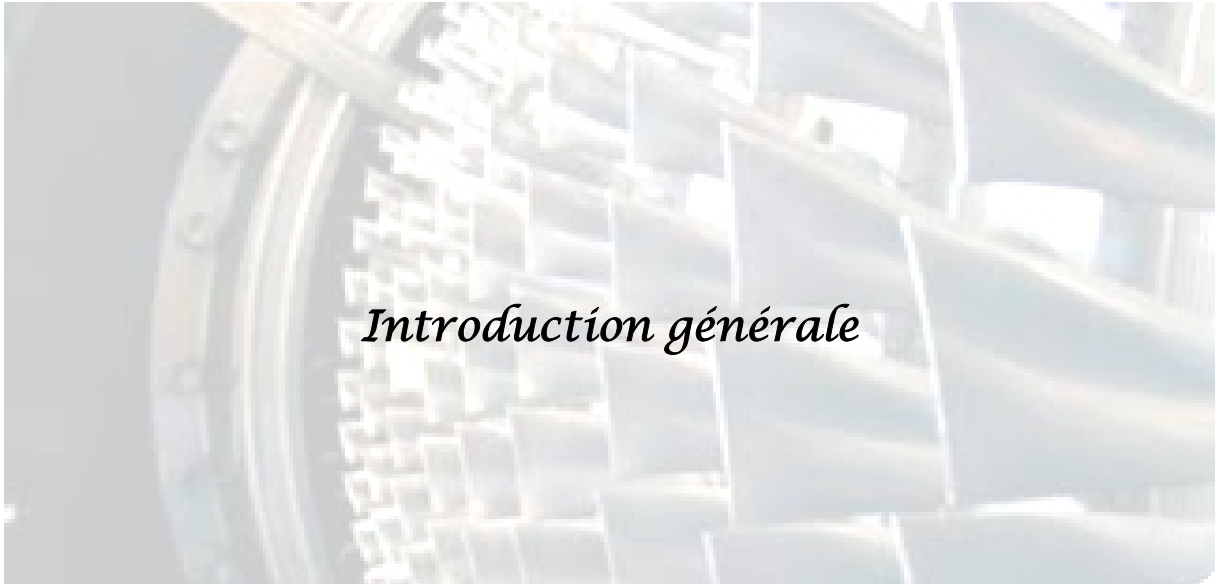
[33] **Gostelow J.P.**, “Turbomachines with splitter blades”, Revue Française de Mécanique, France, 1984.

[34] ANSYS Fluent User's Guide, Release 15.0 , November 2013.

[35] Manuel d'exploitation de turbine à gaz type (Taurus 60) par « solar turbine » (sonatrach SP3 lotaya W. Biskra).

[36] “Simulation numérique des écoulements internes dans les turbomachines.CAO-DAO DES TURBOMACHINES” ,PFE –OCTOBRE 2007. D.Fedala.

[37] **REKIOUA Mohamed** “Etude des performances d'un échangeur de chaleur croisé avec ou sans ailettes poreuses “,Thèse de Magistère, Université de Tlemcen, 2011.

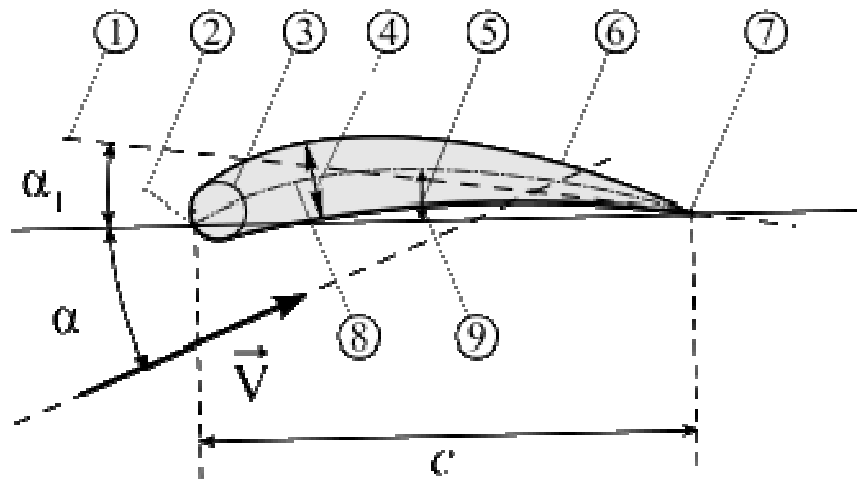


Introduction générale

Les profils NACA

❖ Définition

Les **profils NACA** sont des profils aérodynamiques pour les ailes d'avions développés par le Comité consultatif national pour l'aéronautique (NACA). Il s'agit de la série de profils la plus connue et utilisée dans la construction aéronautique. La forme des profils NACA est décrite à l'aide d'une série de chiffres qui suit le mot "NACA".



Profil NACA.

❖ Géométrie du profil

- | | |
|--------------------------------|-------------------------------|
| 1: Ligne de portance nulle; | 2: Bord d'attaque; |
| 3: Cylindre du bord d'attaque; | 4: Cambrure; |
| 5: Epaisseur maximale; | 6: Extrados; |
| 7: Bord de fuite; | 8: ligne moyenne de cambrure; |
| 9: Intrados. | |

Ces profils sont définis par le code NACA .

1. profile NACA a quatre chiffre

MPXX définissant la géométrie du profil:

- M, le premier chiffre définit la cambrure maximale en pourcentage de la corde,
- P, le deuxième chiffre définit le point de cambrure maximale par rapport au bord d'attaque en pourcentage de la corde, .
- XX, les deux derniers chiffres définissant l'épaisseur maximale du profil en pourcentage de la corde.

2. profile NACA a Cinq chiffre

- Le numéro «1» indique la série
- Un chiffre décrit la distance de la zone de pression minimum en dizaines de pour cent.
- Un trait d'union.
- Un chiffre décrit le coefficient de portance en dixièmes.
- Deux chiffres décrivent l'épaisseur maximale en pour cent.

3. profile NACA a six chiffres

- Le nombre "6" indique la série.
- Un chiffre qui définit la position de la zone de pression minimum en dizaines de pour cent.
- Le chiffre en indice définit la plage de coefficient de portance en dixièmes au-dessus et au-dessous du coefficient de portance de conception pour laquelle la traînée est faible.
- Un trait d'union.
- Un chiffre décrivant le coefficient de portance optimal en dixièmes.
- Deux chiffres décrivant l'épaisseur maximale en pourcentage de la corde.

Les profile NACA utiliser dans notre travail

Annexe

Géométrie | Modifications | Design | Vitesses | Ecoulement | Couche Limite | Polaires | Avion | Options

Géométrie du profil

Nom:

Créer un profil:

Famille:

Nombre de points: [-]

Épaisseur t/c: [▲▼] [%]

Position épaisseur maximum xt/c: [▲▼] [%]

Cambrure f/c: [▲▼] [%]

Position cambrure xf/c: [▲▼] [%]

Rayon du bord d'attaque R/c: [▲▼] [%] (4-chiffres: $1.1019 \cdot (t/c)^2$)

Modifier le profil NACA pour fermer le bord de fuite

Famille de profils à usage général

Coordonnées:

1,00000000	0,00000000
0,99726095	0,00048390
0,98907380	0,00192066
0,9752826	0,00426664
0,95677273	0,00745261
0,93301270	0,01138841
0,90450850	0,01596830
0,87157241	0,02107605
0,83456530	0,02658910
0,79389263	0,03238108
0,75000000	0,03832258
0,70336832	0,04428042
0,65450850	0,05011591
0,60395585	0,05568302
0,55226423	0,06082752
0,50000000	0,06538782
0,44773577	0,06913827
0,39604415	0,07209505

no. de décimales:

Effacer

Forme du profil

Pour permettre l'analyse, le bord de fuite devrait être fermé.

NACA 0015.

Géométrie | Modifications | Design | Vitesses | Ecoulement | Couche Limite | Polaires | Avion | Options

Géométrie du profil

Nom:

Créer un profil:

Famille:

Nombre de points: [-]

Épaisseur t/c: [▲▼] [%]

Position épaisseur maximum xt/c: [▲▼] [%]

Cambrure f/c: [▲▼] [%]

Position cambrure xf/c: [▲▼] [%]

Rayon du bord d'attaque R/c: [▲▼] [%] (4-chiffres: $1.1019 \cdot (t/c)^2$)

Modifier le profil NACA pour fermer le bord de fuite

Famille de profils à usage général

Coordonnées:

1,00000000	0,00000000
0,99748622	0,00076392
0,98945005	0,00303049
0,97614175	0,00672325
0,95768952	0,01171985
0,93427304	0,01785812
0,90612336	0,02494401
0,87352215	0,03276005
0,83680044	0,04107361
0,79633646	0,04964439
0,75255272	0,05823056
0,70591243	0,06659367
0,65691526	0,07450248
0,60609270	0,08173629
0,55400292	0,08808824
0,50122517	0,09336929
0,44835369	0,09741311
0,39592429	0,10007989

no. de décimales:

Effacer

Forme du profil

Pour permettre l'analyse, le bord de fuite devrait être fermé.

NACA 4412.

Géométrie | Modifications | Design | Vitesses | Ecoulement | Couche Limite | Polaires | Avion | Options

Géométrie du profil

Nom:

Créer un profil:

Famille:

Coordonnées:

1,00000000	0,00000000
0,99730269	0,00045917
0,98965192	0,00182400
0,97649273	0,00405700
0,95826180	0,00709860
0,93514969	0,01087093
0,90739920	0,01528215
0,87530340	0,02023068
0,83920287	0,02560860
0,79948218	0,03130377
0,75656554	0,03720064
0,71091185	0,04317969
0,66300909	0,04911620
0,61336846	0,05487894
0,56234328	0,06032959
0,50981029	0,06532357
0,45610350	0,06971289
0,40169326	0,07335100

no. de décimales:

Effacer

Nombre de points: [-]

Épaisseur t/c: [▲▼] [%]

Position épaisseur maximum xt/c: [▲▼] [%]

Coefficient de portance Cz: [▲▼] [-]

Position cambrure xf/c: [▲▼] [%]

Rayon du bord d'attaque R/c: [▲▼] [%] (4-chiffres: 1.1019*(t/c)²)

Modifier le profil NACA pour fermer le bord de fuite

Coefficient de moment plus faible que la serie 4

Forme du profil

Pour permettre l'analyse, le bord de fuite devrait être fermé.

NACA 23012.

Géométrie | Modifications | Design | Vitesses | Ecoulement | Couche Limite | Polaires | Avion | Options

Géométrie du profil

Nom:

Créer un profil:

Famille:

Coordonnées:

1,00000000	0,00000000
0,99760242	0,00059988
0,98965192	0,00382284
0,97649273	0,00853506
0,95826180	0,01501095
0,93514969	0,02313634
0,90739920	0,03277322
0,87530340	0,04376433
0,83920287	0,05593714
0,79948218	0,06910667
0,75656554	0,08307705
0,71091185	0,09764194
0,66300909	0,11258434
0,61336846	0,12767630
0,56234328	0,14267288
0,50981029	0,15689712
0,45610350	0,16919067
0,40169326	0,17837024

no. de décimales:

Effacer

Nombre de points: [-]

Épaisseur t/c: [▲▼] [%]

Position épaisseur maximum xt/c: [▲▼] [%]

Coefficient de portance Cz: [▲▼] [-]

Position cambrure xf/c: [▲▼] [%]

[▲▼] [%]

Modifier le profil NACA pour fermer le bord de fuite

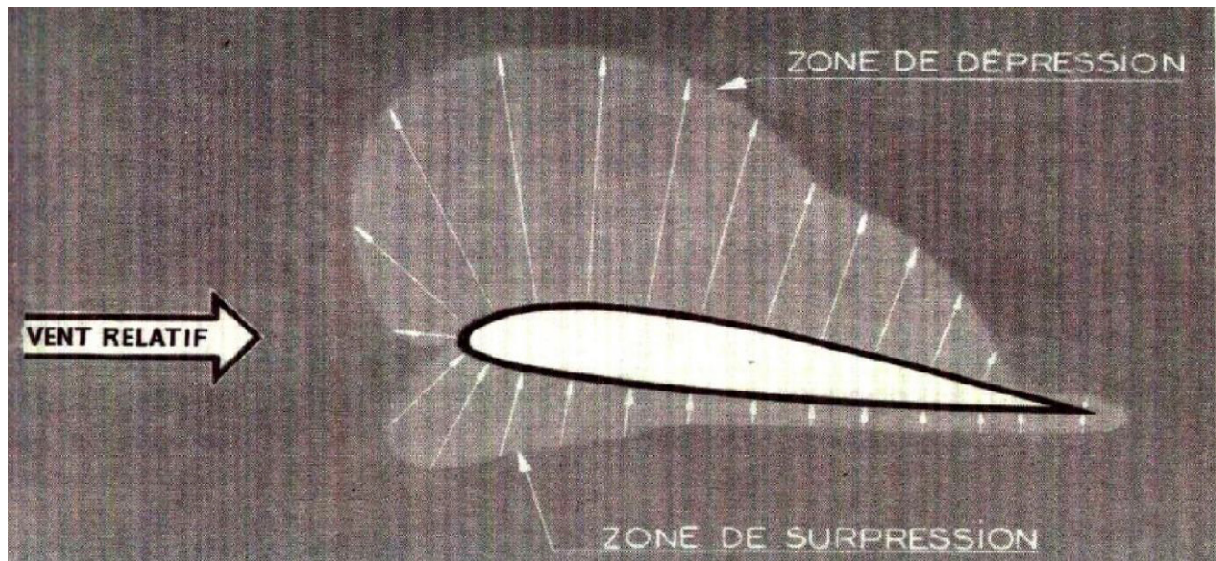
Coefficient de moment plus faible que la serie 4

Forme du profil

Pour permettre l'analyse, le bord de fuite devrait être fermé.

NACA 136012.

❖ Les zones de dépression et de surpression dans l'aube



❖ Les forces aérodynamiques

La force aérodynamique est la force exercée par l'air en mouvement sur l'objet . Elle peut être projetée :

- Dans la direction du incident (trainée, drag en anglais).
- Dans la direction normale au vent (repère orthonormé direct) lift en anglais.
- Dans la direction des Z ascendant (soulèvement ou appui).

1. La portance

La portance est la force qui permet de se lever et de se maintenir en altitude. La portance aérodynamique est la composante de la force subie par un corps en mouvement dans un fluide qui s'exerce perpendiculairement à la direction du mouvement.

2. La trainée

En mécanique des fluide, la trainée est la force qui s'oppose au mouvement d'un corps dans un liquide ou un gaz pesant et agit comme un frottement . mathématiquement, c'est la composante des efforts exercées sur le corps , dans le sens opposé à la vitesse relative du corps par rapport au fluide .

$$c_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2 S}$$

$$c_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2 S}$$

$$c_Z = \frac{F_Z}{\frac{1}{2} \rho V_{ref}^2 S}$$

Les coefficients

aérodynamiques sont calculés dans chaque direction en divisant la force dans cette direction par la pression dynamique de l'air incident et par la surface de référence ces coefficients sont sans dimensions.

- C : coefficients aérodynamiques.
- F : force aérodynamique.
- S : surface de référence en m^2 .
- V : vitesse de référence en m/s.
- ρ : masse volumique de référence.