

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU

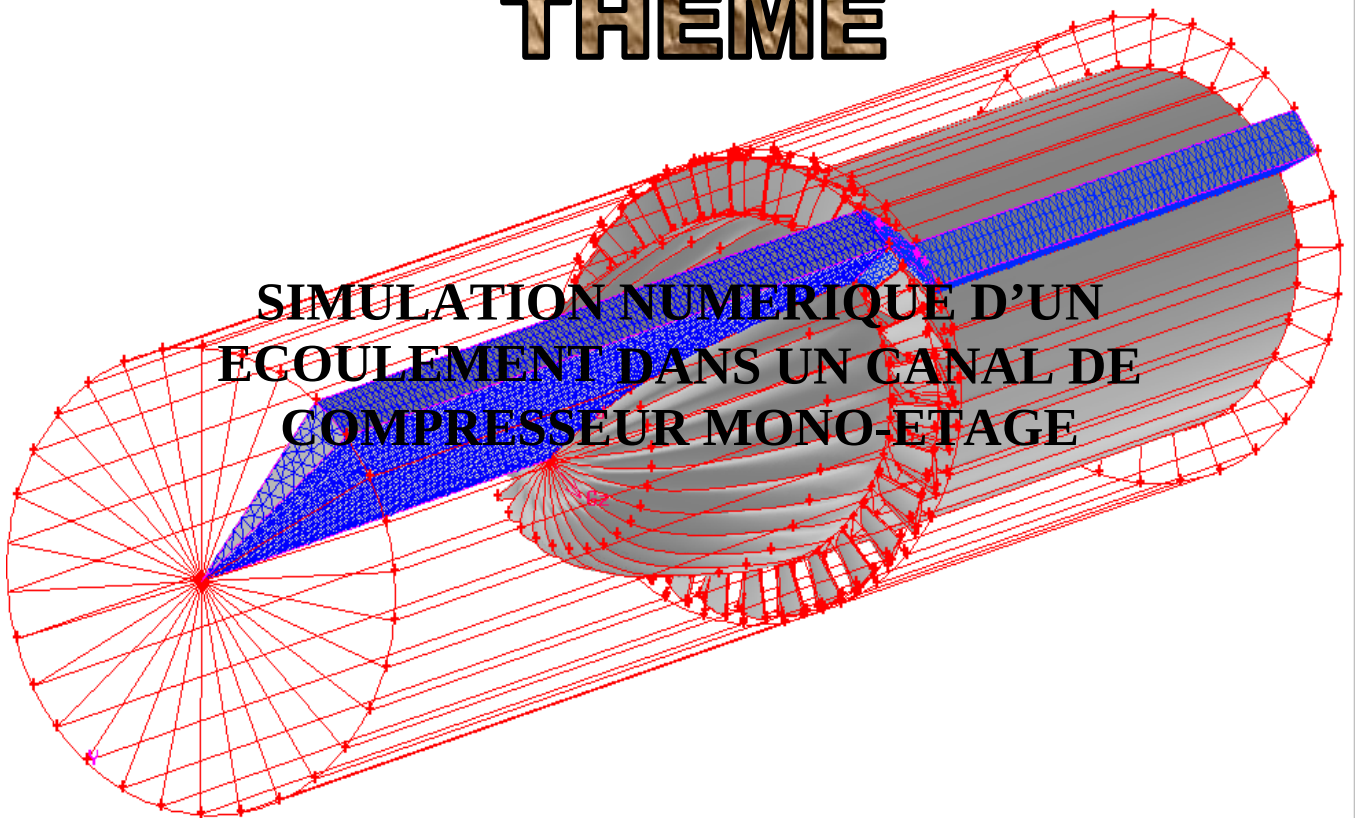
**FACULTE DU GENIE DE LA CONSTRUCTION
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE**



**MEMOIRE DE FIN D'ETUDES
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
MASTER ACADEMIQUE EN GENIE MECANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE**

THEME

**SIMULATION NUMERIQUE D'UN
ECOULEMENT DANS UN CANAL DE
COMPRESSEUR MONO-ETAGE**



Proposé et dirigé par :

M^r : BOUSSAFEUR

Etudié par:

M^r: OUNADI Belkacem

**PROMOTION
2010/2011**

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

Mes très chers parents,

Mes beaux-parents,

Mon épouse,

Mes frères et sœurs,

Ma famille,

Mes amis,

Remerciements

Ce projet a été réalisé en vue de l'obtention de diplôme de Master dans la spécialité "énergétique" au sein du département de génie de la construction "mécanique" de l'université de Tizi Ouzou.

Je remercie en premier lieu "Dieu" pour m'avoir donné la chance et la force à arriver à ce niveau d'études. Je tiens à remercier mes très chers parents qui m'ont toujours encouragé et appuyé dans mon projet.

Je remercie aussi mon épouse, tous mes frères et toutes mes sœurs ainsi que tous mes amis pour leurs constants encouragements tout au long de ma maîtrise.

Il est particulièrement agréable de remercier mon promoteur Mr. Boussafeur de nous avoir proposé, encadré, corrigé tout de ce travail.

Je n'oublie pas de remercier tous les enseignants de département de génie mécanique et tout le personnel de la bibliothèque.

Que messieurs le président et les membres de jury trouvent ici l'expression de notre profond respect pour nous avoir fait l'honneur d'examiner ce modeste travail.

Table des matières

Dédicaces	i
Remerciements	ii
Table des matières	iv
Liste des figures	iiiv
Nomenclature	iiiv

Introduction	1
--------------------	---

CHAPITRE I: RAPPELS DE MECANIQUE DE FLUIDE ET DE GAZODYNAMIQUE

I.1- Introduction	2
I.2- Notions de fluide	2
I.2.1- Définitions	2
I.2.2- Frontière de compressibilité “compressible-incompressible”	2
I.2.3- Viscosité d’un fluide.....	2
I.2.4- Viscosité dynamique - Viscosité cinématique.....	3
I.2.4.1- Profil des vitesses	3
I.2.4.2- Viscosité dynamique.....	4
I.2.4.3- Viscosité cinématique	4
I.3- Description du mouvement.....	5
I.3.1- Particule fluide.....	5
I.3.2- Propriétés du champ de vitesse.....	5
a) Pression	5
b) Vitesse	6
I.3.3- Description de Lagrange et trajectoire.....	6
I.3.3.1- Description de Lagrange.....	6
I.3.3.2- Trajectoire.....	6
I.3.4- Description d’Euler et lignes de courant	7
I.3.4.1- Description d’Euler.....	7
I.3.4.2- Ligne de courant	8
I.3.4.3- Tube de courant	9
I.3.4.4- Ligne d’émission.....	9
I.4- Écoulement permanent	9
I.5- Analyse du mouvement d’un élément de volume d’un fluide	10
I.5.1- Translation	10
I.5.2- Rotation	11
I.5.3- Déformation linéaire	11
I.5.4- Déformation angulaire	11
I.6- Équation de continuité	11

I.7- Débits d'un fluide	13
I.7.1- Débit-massique	13
I.7.2- débit-volumique.....	13
I.8- Différents régimes d'un écoulement.....	14
I.8.1- Ecoulement laminaire	14
I.8.2- Ecoulement turbulent.....	14
I.8.3- Caractériser le régime d'écoulement	15
I.9 - Hypothèse du gaz parfait(G.P).	16
I.10- Chaleurs spécifiques massiques C_v et C_p	16
I.11- Expression des chaleurs spécifiques pour un G.P	17
I.12- Vitesse de propagation du son	17
I.13- Nombre de Mach	18
I.14- Classification des écoulements	19
I.15- La relation de Barré de Saint Venant.....	19
I.16- Théorème de Hugoniot	19
I.16.1- relation entre dS et dV	19
I.16.2- relation entre dv et dp	20
I.17- Objectifs de la dynamique des gaz	20
I.17.1- Force exercée par le fluide sur l'élément de surface dS de la paroi	20
I.17.2- Force totale exercée par le fluide sur le volume	21

CHPITRE II : NOTIONS SUR LA TURBULENCE ET MODELES DU TURBULENCE

II.1- Introduction	22
II.2- La turbulence	22
II.3- Tenseur des contraintes	22
II.4- Tenseur des déformations.....	23
II.5- Fluide non newtonien	24
II.6- Fluide newtonien	24
II.7- Les origines de la turbulence.....	24
II.7.1- Les instabilités.....	24
II.7.2- Le phénomène de décollement.....	25
II.7.2.1- Physique du décollement sur un corps portant.....	25
II.7.2.2- Mécanique du décollement.....	25
II.7.3- Transitions vers la turbulence.	26
II.8- Mouvement moyen d'un écoulement turbulent	26
II.8.1- Définition des moyennes et des fluctuations.....	26
II.8.2- Moyenne de Reynolds.....	26
II.9- Équation locales instantanées (équation de Navier Stocks).....	27
II.9.1- Équation de Navier Stocks au fluide incompressible.....	27
II.9.2- Equations moyennées à la Reynolds	27
II.9.3- Équation de Navier Stocks au fluide compressible	28
II.9.4- Equations moyennées à la Favre	28
II.9.5- Fermeture des équations RANS compressible	28

II.10- Codes Navier-Stokes	29
II.10.1- RANS (Reynolds Average Navier-Stokes equations).....	29
II.10.2- Spalart Allmaras	31
II.10.3- Modèle $k-\varepsilon$ (Standard).....	32
II.10.4- Modèle $k-\varepsilon$ (Realizable)	32
II.10.5- Modèle $k-\omega$ (Standard).....	33
II.10.6- Modèle $k-\omega$ SST	33
II.10.7- Modèle RSM	34
II.10.8- Simulation des grandes échelles. LES (Large Eddy Simulation).....	35
II.10.9- DNS (Direct Numerical Simulation).....	36

CHAPITRE III : THEORIE GENERALE DES TURBOMACHINES

III.1- Généralités sur les turbomachines	37
III.2- Classification des turbomachines.....	38
III.2.1- Sens de l'échange d'énergie.....	38
III.2.2- Direction principale du tube de courant.....	38
III.2- Fonctions et domaines d'utilisation des turbomachines	39
III.3- Constitution des turbomachines	40
III.4- Cinématique de l'écoulement rotorique — triangle des vitesses	41
III.5- Principe d'Euler	42
III.6- Théorème de la quantité de mouvement	42
III.7- Théorème du moment cinétique	43
III.8- Compresseur	45
III.8.1- Compresseur centrifuge	45
III.8.2- Compresseur axiaux.....	45
III.8.2.1- Triangle de vitesse pour un étage de compresseur axial.....	46
III.8.2.2- vrillage des pales le long de l'envergure.....	47
III.8.2.3- Influence des zones visqueuses pariétales	48
III.8.2.4- Définition des paramètres géométriques.....	48
III.8.2.5- Familles des profils	49

CHAPITRE IV : PRESENTATION DU LOGICIEL

IV .1- Introduction.....	51
IV.2- L'utilisation de Gambit et de Fluent	51
IV .2.1- L'utilisation de Gambit.....	51
IV .2.1.1- Créer la géométrie à étudier.....	53
IV .2.1.2- Touches clés.....	53
IV .2.1.3- Détail des menus.....	54
IV .2.2- L'utilisation de Fluent.....	63
IV .2.2.1- Vérification du fichier lu	64
IV .2.2.2- Changement de l'unité.....	65
IV .2.2.3- Définition des différents aspects.....	66

IV .2.2.4- Propriétés des matériaux utilisés.....	67
IV .2.2.5- Définition des conditions opératoire.....	68
IV .2.2.6- Les conditions aux limites a l'entrée	69
IV. 2.2.7- Initialisation des calculs	69
IV .2.2.8- Visualise des résultats.....	72

CHPITRE V : SIMULATOIN DE L'ECOULEMENT SOUS FLUENT

V.1- Introduction	73
V.2- Description de la géométrie	74
V.3- Le maillage.....	74
V.4- Génération du maillage et Condition aux limites	75
V.5- Régime d'écoulement de fluide	78
V.6- Propriétés des matériaux	79
V.7- Le calcul itératif	79
V.7.1- Initialisation des calculs	79
V.7.2- Lancement des calculs Itératifs	80
V.8- Visualisation des différents résultats de simulation	81
V.9- Résultats de la simulation	81
V.9.1- Courbe de convergence des résidus	81
V.9.2- Orientation des vecteurs vitesses	82
V.9.3- Distribution de la pression autour de l'aube	83
V.9.4- courbe de la pression totale	88
V.9.5- courbe des vecteurs vitesses.....	90
V.9.6- Courbe de coefficient de pression.....	91
V.10- Interprétation des résultats numérique	92
Bibliographie	93

Liste des figures

CHAPITRE I : RAPPELS DE MECANIQUE DE FLUIDE ET DE GAZODYNAMIQUE

Figure I-1 : profil de vitesse	4
Figure I-2 : trajectoire de la particule P	6
Figure I-3 : La trajectoire de la particule	7
Figure I-4 : lignes de courant	8
Figure I-5 : ligne de courant à l'instant t.....	8
Figure I-6 : Tube de courant	9
Figure I-7 : Elément de volume de translation.....	10
Figure I-8 : élément de volume.....	12
Figure I-9 : Débit massique à travers une surface.....	13
Figure I-10 : Débit volumique à travers une surface	14
Figure I-11 : régime laminaire	15
Figure I-12 : régime turbulent.....	15
Figure I-13 : propagation de son.....	17
Figure I-14 : une aile d'avion	20

CHPITRE II :NOTIONS SUR LA TURBULENCE ET MODELES DE LA TURBULENCE

Figure II-1 : Illustration du mouvement irrégulier d'un écoulement turbulent au-dessus d'une plaque plat (lignes minces), et du profil bien défini de vitesse de l'écoulement moyen (lignes épaisses).	22
Figure II-2 : Indices des composantes du tenseur.....	23
Figure II-3 : Résolution des équations de Navier-Stokes. Modélisation de la turbulence	29

CHAPITRE III : THEORIE GENERALE DES TURBOMACHINES

Figure III-1 : rotor à écoulement axial.....	38
Figure III-2 : rotor à écoulement centrifuge	39
Figure III-3 : Triangle des vitesses	42
Figure III-4 : Volume de contrôle	43
Figure III-5 : compresseur axiaux et centrifuge d'un turbomoteur(TURBOMECA)	45
Figure III-6 : schéma d'une section d'un compresseur axiale(ALSTOM)	46
Figure III-7 : Triangle de vitesse	46
Figure III-8 : forme vrillée une aube de compresseur	47
Figure III-9 : Progression dans les étages.....	47
Figure III-10 : profil cambré	48

PITRE IV : PRESENTATION DU LOGICIEL

Figure IV-1 : Interface Gambit	52
Figure IV-2 : Menu file.....	52
Figure IV-3 : Menu solver	53
Figure IV-4 : Menu Création des différents éléments de la géométrie	54
Figure IV-5 : Menu Ligne.....	55
Figure IV-6 : Menu Face.....	56
Figure IV-7 : Menu volume	57
Figure IV-8 : Menu Maillage spécifique pour la couche limite.....	58
Figure IV-9 : Menu maillage d'une ligne	59
Figure IV-10 : Maillage d'une face et d'un volume	60

Liste des figures

Figure IV-11: Conditions aux limites	61
Figure IV-12: Exportation du maillage	62
Figure IV-13: Exemples de géométrie et de maillage.....	63
Figure IV-14: interface pour lecture des fichiers	64
Figure IV-15: interface pour vérification du fichier ouvert	64
Figure IV-16: interface changement d'unité	65
Figure IV-17: interface forme de la grille	65
Figure IV-18: Menu define	66
Figure IV-19: interface définition des différents aspects du problème.....	66
Figure IV-20: interface définition du régime d'écoulement	67
Figure IV-21: interface propriété des matériaux.....	68
Figure IV-22: interface Operating Conditions.....	68
Figure IV-23: interface Boundary Conditions	69
Figure IV-24: sous- menu Control.....	70
Figure IV-25: interface initialisation des calculs	70
Figure IV-26: sous- menu residual	71
Figure IV-27: interface pour la commande Itérate.....	72
Figure IV-28: interface visualise des résultats	72

CHPITRE V: SIMULATOIN DE L'ECOULEMENT SOUS FLUENT

Figure V-1 : évaluation du vrillage de l'aube du compresseur	73
Figure V-2 : géométrie d'un canal de compresseur axial CME2.....	74
Figure V-3 : Maillage de la géométrie	74
Figure V-4 : vue agrandie de la géométrie considérée sous gambit.....	75
Figure V-5 : Maillage non-structuré d'un distributeur de compresseur CME2	76
Figure V-6 : Maillage non-structuré d'un rotor de compresseur CME2.....	76
Figure V-7 : Maillage non-structuré d'un diffuseur de compresseur CME2	76
Figure V-8 : paroi tournante.....	77
Figure V-9 : parois fixes	77
Figure V-10 : choix du module de turbulence.....	78
Figure V-11 : interface initialisation des calculs.....	79
Figure V-12 : choix et affichage pendant les calculs des critères de	80
Figure V-13 : interface pour la commande Itératif	80
Figure V-14 : courbe de convergence des résidus	81
Figure V-15 : Distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube au bord d'attaque.....	82
Figure V-16 : vue agrandie de la distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube	82
Figure V-17 : Distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube au bord de fuite	83
Figure V-18 : répartition de la vitesse absolue suivant les coordonnées-x	83
Figure V-19 : vue agrandie de la distribution de la vitesse absolue suivant l'axe-x.....	84
Figure V-20 : Distribution de pression totale au bord d'attaque de l'aube	84
Figure V-21 : Distribution de pression totale à la médian de l'aube.....	85
Figure V-22 : Distribution de pression totale au bord de fuite de l'aube	85
Figure V-23 : Distribution de pression totale autour de l'aube.....	86
Figure V-24 : répartition de la pression totale suivant les coordonnées-x	86
Figure V-25 : vue agrandie de la Distribution de pression totale suivant les coordonnées-x ..	87
Figure V-26 : Distribution de pression statique au bord d'attaque de l'aube	87
Figure V-27 : Distribution de pression statique au bord de fuite de l'aube	88
Figure V-28 : Distribution de pression statique autour de l'aube	88

Nomenclateurs

Symbole	Signification	Unité
ρ	Masse volumique de l'air	[kg. m ⁻³]
V_{son}	Vitesse de son	[m. s ⁻¹]
P	Pression de l'air	[kg. m ⁻¹ . s ⁻²]
T	Température	[°C]
T ₀	Température statique	[°C]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]
μ_0	Viscosité dynamique du fluide à T ₀	[kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]
$\mathcal{S}$	Constante de Sutherland	/
F	Force	[kg. m.s ⁻²]
S	Surface	[m ²]
η	Viscosité de dilatation de fluide	[kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]
$\vec{V}$	Vecteur vitesse	[m. s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² . s ⁻¹]
$\vec{e}_i$	Vecteurs unitaires des axes du système	/
x _i	Coordonnées cartésiennes	[m]
t	Temps	[s]
u	Composante de la vitesse suivant l'axe des x	[m. s ⁻¹]
v	Composante de la vitesse suivant l'axe des y	[m. s ⁻¹]
w	Composante de la vitesse suivant l'axe des z	[m. s ⁻¹]
ε	Taux de déformation angulaire	/
$\vec{\Omega}$	Vecteur tourbillon	[rad. m ⁻¹]
m	Masse	[kg]
q _V ($\dot{V}$)	Débit volumique	[m ³ . s ⁻¹]
q _m ($\dot{m}$)	Débit massique du gaz	[kg. s ⁻¹]
$\vec{n}$	Vecteur unité, perpendiculaire à la surface	/
Re	Nombre de Reynolds	/
D	Diamètre	[m]
V	Volume	[m ³]
n	Nombre de mol	[mol]
R	Constante des gaz parfait	[J. mol ⁻¹ . k ⁻¹]
r	Constante massique du gaz parfait	[J. kg ⁻¹ . k ⁻¹]
r, θ , z	Coordonnées cylindriques	/
C _p	Capacité calorifique à pression constant	[J. kg ⁻¹ . k ⁻¹]
C _v	Capacité calorifique à volume constant	[J. kg ⁻¹ . k ⁻¹]
h	enthalpie	[J.kg ⁻¹]
γ	Constante adiabatique	/
M	Masse molaire du gaz parfait	[g. mol ⁻¹]
M	Nombre de mach	/
l	Portance	[N]
D	Trainée	[N/m ²]
$\vec{\omega}$	Vecteur vitesse de rotation	[rad. s ⁻¹]
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses (contrainte de cisaillement)	[kg. m ⁻¹ . s ⁻²]
$\vec{\gamma}$	Vecteur d'accélération du fluide	[m. s ⁻²]
$\bar{\rho}$	Valeur moyenne de la masse volumique de l'air	[kg. m ⁻³]

ρ'	Fluctuation de la masse volumique de l'air	[kg. m ⁻³]
U'	Fluctuation de la vitesse suivant la décomposition de Reynolds	[m. s ⁻¹]
$\bar{U}$	Vitesse moyenne suivant l'axe des x, au sens de Favre	[m. s ⁻¹]
$\bar{U}$	Vitesse moyenne suivant l'axe des x	[m. s ⁻¹]
τ_{ij}^R	Contrainte turbulente (tenseur de Reynolds)	[kg. m ⁻¹ .s ⁻²]
$\tilde{\tau}_{ij}^R$	Contrainte turbulente suivant la considération de Favre	[kg. m ⁻¹ .s ⁻²]
g_i	Composante de l'accélération gravitationnelle suivant la direction	[m. s ⁻²]
S_{ij}	Composant d'ordre ij du tenseur de déformation	[s ⁻¹]
δ_{ij}	Delta de Kronecker	/
U''	Fluctuation de la vitesse	[m. s ⁻¹]
μ_t	Viscosité turbulente	[kg. m ⁻¹ .s ⁻¹]
Φ	Grandeur transportée	/
$\bar{\Phi}$	Valeur moyenne de la grandeur	/
Φ'	Grandeur fluctuante suivant la décomposition de Reynolds	/
k	Energie cinétique turbulente	[J. kg ⁻¹]
f_v	Fonction d'atténuation de $\tilde{v}$	/
α^*	Coefficient de correction à la viscosité turbulente	/
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement	/
$\tilde{S}_{ij}$	Composant d'ordre ij du tenseur de déformation au sens de Favre	[s ⁻¹]
ω	Dissipation spécifique	[J. kg ⁻¹]
$\bar{T}$	Tenseur des contraintes	[kg. m ⁻¹ .s ⁻²]
σ_{ij}	Composante normale de tenseur de contrainte	[kg. m ⁻¹ .s ⁻²]
$\vec{C}$	Vecteur vitesse absolue	[m. s ⁻¹]
$\vec{W}$	Vecteur vitesse relative	[m. s ⁻¹]
$\vec{U}$	Vecteur vitesse d'entraînement	[m. s ⁻¹]
α	Position relative de la roue	[°]
β	Angle relatif de la direction de l'écoulement	[°]
P	Densité de fluide	[kg. m ⁻³]
M_{th}	Couple mécanique	[J]
P_{th}	Puissance théorique	[J. s ⁻¹]
H_{th}	Hauteur théorique	[m]
u_1	vitesse d'entraînement à l'entrée	[m. s ⁻¹]
u_2	vitesse d'entraînement à la sortie	[m. s ⁻¹]
λ	Allongement du profil	[m]
e	Epaisseur maximale.	[m]
c_{1u}, c_{2u}	composantes circonférentielles de la vitesse	[m. s ⁻¹]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	/
e, s	entrée et sortie	/
$\overline{(\cdot)}$	Quantité résolue par rapport à la moyenne spatiale de Favre	/
$\overline{(\cdot)}$	Filtrage spatial (moyennée)	/
$*$	Quantité sans dimension	/
$'$	Quantité fluctuante	/
$''$	Quantité non résolue par rapport à la moyenne spatiale de Favre	/

Introduction générale

Les écoulements au sein des turbomachines font partie des écoulements industriels les plus complexes aussi bien du point de vue des phénomènes physique mis en jeu que de la complexité des géométries rencontrées. Les turbomachines sont des machines dont le fonctionnement est lié à l'énergie cinétique de rotation. Elles peuvent également fonctionner en compresseur où le fluide est comprimé sur plusieurs étages par transformation de l'énergie cinétique de rotation fournie par le compresseur.

Les écoulements considérés sont des écoulements de fluide compressibles, turbulents, tridimensionnels et instationnaires en géométrie complexe. Les équations régissant l'écoulement des fluides compressibles sont celles de Navier-Stokes auxquelles la solution analytique n'existe pas toujours d'où on a recours aux méthodes numériques.

Le but de notre travail sera de simuler l'écoulement de l'air à travers un canal de compresseur (CME2) monocellulaire dont le diamètre 275mm. La simulation est effectuée à l'aide du code de calcul qui est basé sur la Méthode des Volumes Finis.

Le plan proposé pour la présentation du travail est le suivant:

Dans le premier chapitre, on fait état des rappels de mécanique de fluide et de gaz dynamique

Le deuxième chapitre est dédié à quelques notions sur la turbulence, dans le canal de compresseur (cylindrique). Une brève description des différents modèles de turbulence.

Le troisième chapitre est consacré à quelques rappels théoriques sur les turbomachines.

Nous présentons en suite le logiciel CFD (utilisation de Gambit et de Fluent) dans le quatrième chapitre.

La modélisation et le traitement sous "Fluent" seront l'objet du cinquième chapitre. On y abordera les différentes étapes passées pour modéliser le problème, depuis la création de la géométrie sous "Gambit" en passant par le paramétrage de "Fluent" jusqu'à la résolution. En fin, nous évaluerons et discuterons les résultats des simulations.

CHAPITRE I

Rappels de mécanique de fluide et de gazodynamique

I.1- Introduction

L'écoulement des gaz à travers les conduits ainsi qu'à travers des machines thermiques telles que les pompes, les ventilateurs et autres machines tournantes, mérite une attention particulière par rapport à l'écoulement des liquides. On va s'intéresser dans ce chapitre aux mouvements d'ensembles de particules fluides.

I.2- Notions de fluide

I.2.1- Définitions

Un fluide peut être considéré comme étant formé d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. Un fluide est donc un milieu matériel continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Parmi les fluides, on fait souvent la distinction entre liquides et gaz.

Les liquides et les gaz, habituellement étudiés sont isotropes, mobiles et visqueux. La propriété physique qui permet de faire la différence entre les deux est la compressibilité.

I.2.2- Frontière de compressibilité “compressible – incompressible”

Le critère est la comparaison avec la vitesse du son dans le même milieu, et dans les mêmes conditions de température et de pression :

si le gaz a une vitesse $v < 0,3.v_{\text{son}}$ alors il peut être considéré comme incompressible (et donc $\rho_{\text{Gaz}} = C^{\text{ste}}$). Un fluide est dit incompressible lorsque le volume occupé par une masse donnée ne varie pas en fonction de la pression extérieure. La masse volumique ρ (kg/m^3) est constante (eau, huile...).

si le gaz a une vitesse $v > 0,3.v_{\text{son}}$ alors il doit être considéré comme compressible (et donc $\rho_{\text{Gaz}} = \rho(p, T, \text{point-choisi})$). Un fluide est dit compressible lorsque le volume occupé par une masse donnée varie en fonction de la pression extérieure. La masse volumique ρ est variable.

I.2.3- Viscosité d'un fluide

La viscosité d'un fluide caractérise la résistance qu'il oppose à la déformation (mouvement) engendrée par l'application d'une contrainte (Force/surface). L'agitation des molécules est responsable d'un transfert microscopique de quantité de mouvement d'une particule à sa voisine s'il existe entre elles une différence de vitesse. Ce transfert est traduit

par la propriété appelée viscosité, La viscosité caractérise l'aptitude d'un fluide à s'écouler. Tout fluide réel présente une viscosité qui se manifeste par une résistance à la mise en mouvement du fluide. Lorsque la viscosité augmente, la capacité du fluide à s'écouler diminue. En pratique tous les fluides sont visqueux, c'est-à-dire que le mouvement d'une couche fluide par rapport à une autre est toujours freiné par un phénomène de frottement. Plusieurs grandeurs physiques sont reliées à la viscosité :

- La température
- La viscosité dynamique
- Force de viscosité agissant dans un fluide
- La viscosité cinématique

La viscosité d'un fluide varie en fonction de sa température ou des actions mécaniques auxquelles il est soumis. Pour déterminer l'importance de la température sur la viscosité d'un fluide ; on utilise un indice de viscosité. Plus cet indice est grand, moins la température influence sur la viscosité du fluide.

Concernant un gaz, il est courant d'utiliser la loi de Sutherland définie de la façon suivante :

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (I - 1)$$

$\mu_0 = \mu_{T_0}$: Est la viscosité à la température T_0

S : Est la Constante de Sutherland

Pour l'air par exemple on prend habituellement les valeurs suivantes $\mu_0 = 1,711 \cdot 10^{-5} \text{ Pl}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$ et $S = 110,4 \text{ K}$ ce qui donne une bonne approximation sur une plage de température de l'ordre de 170 K à 1900 K environ.

I.2.4- Viscosité dynamique - Viscosité cinématique

I.2.4.1- Profil des vitesses

Sous l'effet des forces d'interaction entre les molécules de fluide et celles de la paroi, chaque molécule de fluide ne s'écoule pas à la même vitesse. On dit qu'il existe un profil de vitesse.

Si on représente par un vecteur, la vitesse de chaque particule située dans une section droite perpendiculaire à l'écoulement d'ensemble, la courbe lieu des extrémités de ces vecteurs représente le profil de vitesse (Voir la **Figure I-1**).

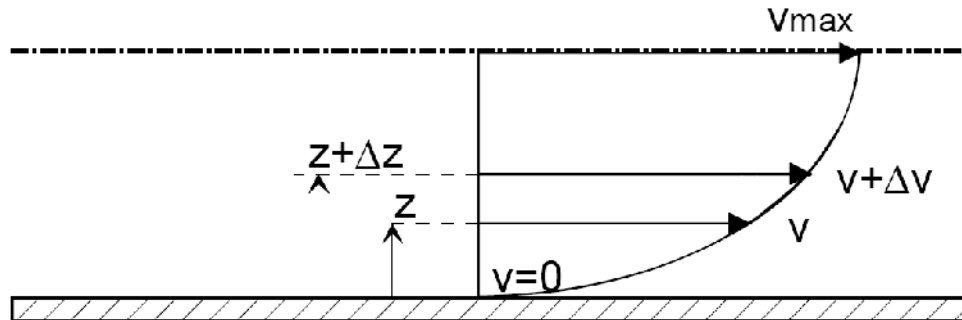


Figure I-1 : profil de vitesse

Le mouvement du fluide peut être considéré comme résultant du glissement des couches de fluide les unes sur les autres. La vitesse de chaque couche est une fonction de la distance z de cette couche au plan fixe : $v = v(z)$.

I.2.4.2- Viscosité dynamique

Considérons deux couches de fluide contiguës distantes de Δz . La force de frottement F qui s'exerce à la surface de séparation de ces deux couches s'oppose au glissement d'une couche sur l'autre. Elle est proportionnelle à la différence de vitesse des couches soit Δv , à leur surface S et inversement proportionnelle à Δz :

Le facteur de proportionnalité η est le coefficient de viscosité dynamique du fluide.

$$F = S\eta \frac{\Delta v}{\Delta z} \quad (\text{I} - 2)$$

$$[\eta] = \text{M} \cdot \text{L}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$$

Dans le système international (SI), l'unité de viscosité dynamique est le Pascal seconde (Pa·s) ou Poiseuille (Pl) : $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 1 \text{ Pl} = 1 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$.

Dans le système d'unités (CGS) : l'unité est le Poise (Po) ; $1 \text{ Pl} = 10 \text{ Po} = 1 \text{ daPo} = 103 \text{ cPo}$.

I.2.4.3- Viscosité cinématique

Dans de nombreuses formules apparaît le rapport de la viscosité dynamique η et de la masse volumique ρ . Ce rapport est appelé viscosité cinématique ν :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (\text{I - 3})$$

$$[\nu] = \text{L}^2 \cdot \text{T}^{-1}.$$

Dans le système international (SI), l'unité de viscosité cinématique est : (m^2/s).

Dans le système CGS (non légal), l'unité est le Stokes (St) : $1 \text{ m}^2/\text{s} = 104 \text{ St}$.

Quelques exemples de viscosités

Eau				Air			
T (°C)	ρ (kg /m ³)	μ (m pas)	ν (m ² /s)	T (k)	ρ (kg /m ³)	$\mu \times 10^{-5}$ (pa.s)	$\nu \times 10^{-5}$ (m ² /s)
10	1001	1,3	1, 3	100	3,6	0,69	0,19
20	1000	1,007	1,007	200	1,77	1,33	0,75
40	994.6	0,645	0,658	300	1,77	1,98	1,57
60	985.5	0,471	0,478	400	0,882	2,28	2,59

Tableau I-1 : quelques valeurs de viscosités

I.3- Description du mouvement

I.3.1- Particule fluide

La particule fluide est choisie comme entité élémentaire permettant une description complète des écoulements ; il s'agit d'un " paquet " de molécules entourant un point donné qui se déplace avec le fluide. La particule fluide est caractérisée du point de vue thermodynamique par sa masse volumique ρ , sa pression p et sa température T . Pour l'étude du mouvement, on introduit la position et la vitesse de la particule qui se translate, tourne sur elle-même et se déforme quand elle s'écoule.

I.3.2- Propriétés du champ de vitesse

Deux propriétés importantes dans l'étude de mécanique des fluides sont :

- a) Pression** : c'est la contrainte normale sur une surface plane par un élément de fluide au repos.

- b) Vitesse :** c'est le taux de changement de position à un point dans le champ de l'écoulement. Elle est utilisée pour spécifier les caractéristiques du champ de l'écoulement, le débit, la quantité de mouvement et les effets visqueux d'un fluide en mouvement. Son utilisation importante dans la mécanique des fluides est dans la spécification de débit volumique et massique d'un fluide.

I.3.3- Description de Lagrange et trajectoire

I.3.3.1- Description de Lagrange

Cette description de l'écoulement consiste à suivre une particule donnée au cours de son mouvement au sein du fluide. C'est l'évolution de la position des particules qui permet la description du mouvement.

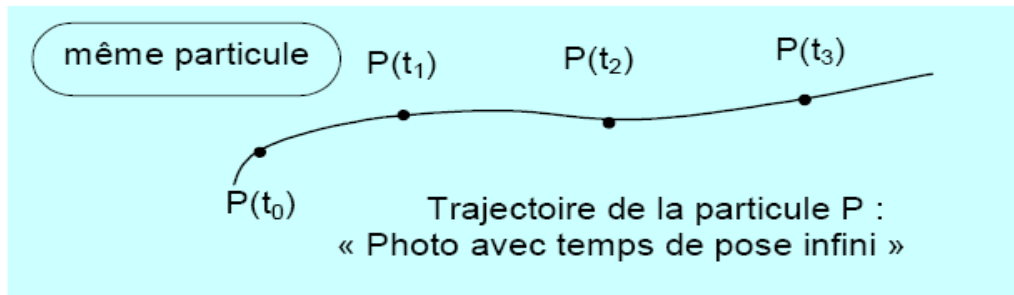


Figure I-2 : trajectoire de la particule P

À chaque instant, correspond à une position de P. Les coordonnées $X_i(t)$ de la particule P sont appelées variable de Lagrange. Le vecteur vitesse instantanée de la particule P est:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{op}}{dt} = \frac{dX_1}{dt} \vec{e}_1 + \frac{dX_2}{dt} \vec{e}_2 + \frac{dX_3}{dt} \vec{e}_3 \quad (I - 4)$$

Où les $\vec{e}_i$ sont les vecteurs unitaires des axes du système de référence.

I.3.3.2- Trajectoire

Le lieu géométrique des positions successives occupées par une particule, lorsque t varie, constitue ce qu'on appelle la trajectoire de cette particule. Pour visualiser les trajectoires fluides, on injecte par exemple un colorant en un point de l'écoulement qui, à l'instant t_0 , marque le point P et on suit l'évolution du colorant en fonction du temps. On peut également injecter de fines particules métalliques, chacune s'identifiant à une particule fluide, et

photographier l'écoulement pendant un temps suffisamment long. La figure I-3 présente les trajectoires décrites par ces particules sous forme de traits continus. Analytiquement, dans un repère cartésien, les trajectoires sont définies par les coordonnées X_1, X_2, X_3 de la particule en fonction du temps et des conditions initiales à la date t_0 , soit :

$$\begin{cases} X_1 = f_1(X_{01}, X_{02}, X_{03}, t) \\ X_2 = f_2(X_{01}, X_{02}, X_{03}, t) \\ X_3 = f_3(X_{01}, X_{02}, X_{03}, t) \end{cases} \quad (\text{I} - 5)$$

La trajectoire de la particule se situant en M_0 à l'instant $t = 0$ est solution de l'équation différentielle :

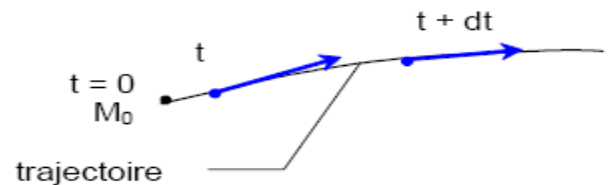


Figure I-3 : La trajectoire de la particule

$$\frac{dX}{u} = \frac{dY}{v} = \frac{dZ}{w} = dt \quad (\text{I} - 6)$$

I.3.4- Description d'Euler et lignes de courant

I.3.4.1- Description d'Euler

Cette description de l'écoulement consiste à établir à un instant t l'ensemble des vitesses associées à chaque point de l'espace occupé par le fluide. À chaque instant t , l'écoulement du fluide est décrit au moyen d'un champ de vecteurs vitesses. Les composantes v_i ($i = 1, 3$) de la vitesse $\vec{v}$ dans le référentiel choisi sont des fonctions de quatre variables indépendantes x_i ($i = 1, 3$) et t , appelées variables d'Euler ; x_i représentent les coordonnées d'un point fixe dans le référentiel, autrement dit ne dépendent pas explicitement du temps. Nous noterons u, v, w , les composantes du vecteur $\vec{v}$ et x, y, z , les composantes du point M considéré.

On utilise de préférence ce mode de description. En chaque point M (x_i) de l'espace, repéré par rapport à un système fixe, on observe le passage des particules au cours du temps.

On ne s'intéresse pas aux identités changeantes des particules, mais à la vitesse $\vec{v}(t)$ que possède la particule qui y passe à l'instant t : $v_i = v_i(x_j, t)$. La valeur de toute fonction du champ de l'écoulement exprimée en variables d'Euler $f(x, y, z, t)$ correspond donc à la particule fluide localisée au point (x, y, z) à l'instant t considéré.

I.3.4.2- Ligne de courant

Dans cette description d'Euler, on appelle ligne de courant la courbe qui, en chacun de ses points, est tangente au vecteur vitesse local du champ de l'écoulement. Son équation différentielle s'écrit

$$\frac{dx}{u(x,y,z,t)} = \frac{dy}{v(x,y,z,t)} = \frac{dz}{w(x,y,z,t)} \quad (\text{I} - 7)$$

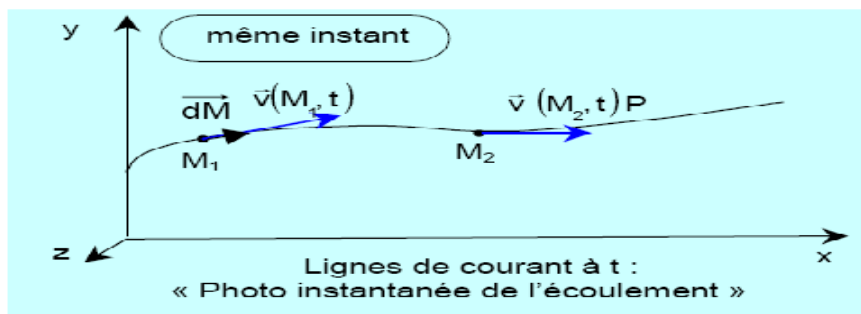


Figure I-4 : lignes de courant

Soit deux équations à trois variables (x, y, z). En effet, pour un déplacement $\overrightarrow{dM}$ infiniment petit du point M sur une ligne de courant **Figure I-4**, on peut écrire :

$$\vec{v} \wedge \overrightarrow{dM} = 0$$

Ce qui s'écrit scalairement :

$$\begin{cases} vdz - wdy = 0 \\ wdx - udz = 0 \\ udy - vdx = 0 \end{cases} \quad (\text{I} - 8)$$

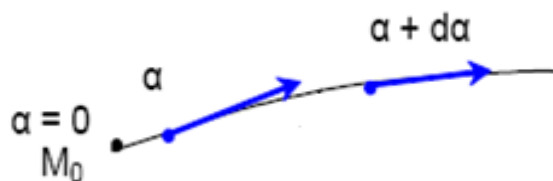


Figure I-5 : ligne de courant à l'instant t

Posant la valeur commune du rapport de l'équation différentielle encadrée égale à $d\alpha$, α désignant un réel quelconque, les équations paramétriques des lignes de courant passant, à tout instant, par le point $M_0(x_0, y_0, z_0)$ pour $\alpha = 0$ s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} x = x(x_0, y_0, z_0, t, \alpha) \\ y = Y(x_0, y_0, z_0, t, \alpha) \\ z = Z(x_0, y_0, z_0, t, \alpha) \end{cases} \quad (\text{I} - 9)$$

Les lignes de courant constituent ainsi une famille de courbes à deux paramètres ; elles varient dans l'espace (à travers le paramètre géométrique α) et dans le temps (par la variable temporelle t).

I.3.4.3- Tube de courant

On appelle **tube de courant** l'ensemble des lignes de courant qui s'appuient, au même instant, sur un contour C fermé quelconque tracé dans le fluide. L'introduction du tube de courant aura tout son intérêt dans l'étude des régimes stationnaires.

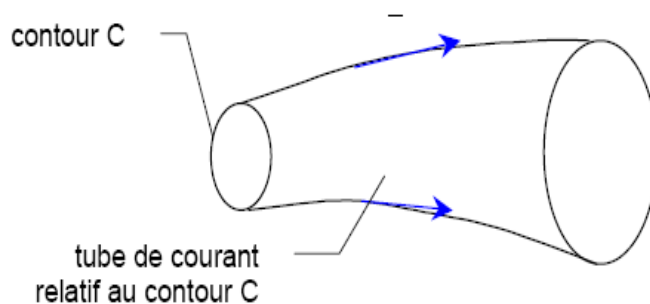


Figure I-6 : Tube de courant

I.3.4.4- Ligne d'émission

Toutes les particules qui sont passées par un même point p sont situées à l'instant t sur une courbe appelée ligne d'émission relative à p à l'instant t .

I.4- Écoulement permanent

Un écoulement est dit permanent (ou stationnaire) lorsque toutes les grandeurs caractéristiques du mouvement sont invariables dans le temps (vitesse, masse volumique, pression, température, etc.), ce qui se traduit symboliquement par :

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad (\text{I} - 10)$$

Sur le plan cinématique, le champ de vitesse ne varie pas dans le temps. Dans ce cas les lignes de courant sont fixes dans l'espace et les trajectoires coïncidentes avec les lignes de courant.

Les écoulements qui ne sont pas stationnaires sont appelés tout naturellement instationnaires. Leur description est mathématiquement complexe et dans la pratique on recherchera un éventuel régime pseudo-stationnaire en définissant, si elle existe, une période T au bout de laquelle les paramètres de l'écoulement reprennent des valeurs identiques. À défaut, ils seront définis par leur valeur moyenne sur la durée T . C'est le cas des écoulements turbulents dont nous parlerons plus tard.

I.5- Analyse du mouvement d'un élément de volume d'un fluide

Durant le mouvement de chaque élément de volume de fluide résultent des changements de positions, d'orientations et de formes. Les composantes de base du mouvement d'un élément de fluide sont la translation, la rotation et la déformation linéaire ou angulaire.

I.5.1- Translation

La translation se caractérise par les composantes des vecteurs vitesse $\vec{u}$, $\vec{v}$, $\vec{w}$ relatives à chaque direction x , y , z et à chaque axe du repère orthonormé $O(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

$$u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} = \vec{V} \quad (\text{I} - 11)$$

Tel que

$\vec{V}$: Vecteur vitesse absolue

$$\vec{V} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}$$

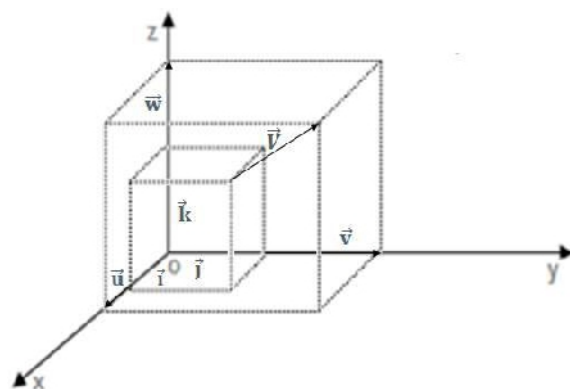


Figure I-7 Élément de volume

I.5.2- Rotation

Lorsque le vecteur tourbillon est différent de zéro, l'écoulement est dit rotationnel.

$$2\vec{\Omega} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{V} \neq 0 \quad (\text{I} - 12)$$

La rotation se caractérise par un vecteur tourbillon $\vec{\Omega}(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$. chaque composante de ce vecteur représente un taux de rotation suivant chaque axe :

$$\begin{cases} \Omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \Omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \Omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{I} - 13)$$

Ω : Vecteur tourbillon

I.5.3- Déformation linéaire

La déformation linéaire se traduit par l'augmentation du volume de l'élément de fluide et se caractérise par :

$$\text{div} \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{I} - 14)$$

I.5.4- Déformation angulaire

De même que pour la rotation, on peut définir aussi le taux de déformation angulaire suivant chaque axe comme suit:

$$\begin{cases} \epsilon_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \epsilon_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \epsilon_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{I} - 15)$$

ϵ : Taux de déformation angulaire

I.6- Équation de continuité

L'équation de continuité traduit le principe de conservation de la masse: la variation de masse pendant un temps dt d'un élément de volume fluide doit être égal à la somme des masses de fluide entrant diminuée de celle du fluide sortant.

On considère un élément de volume fixe de fluide :

$$dV = dx dy dz. \quad (I - 16)$$

Sa masse peut s'exprimer comme : ρdV

La variation de cette masse pendant dt s'écrit :

$$dm = \frac{\partial(\rho dV)}{\partial t} dt = \frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt \quad (I - 17)$$

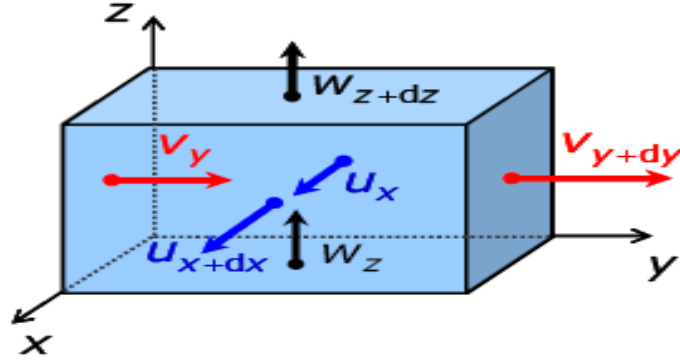


Figure I-8 : élément de volume

Cette variation doit alors être égale à la somme des masses de fluide qui entrent et sortent par les six faces de l'élément de volume dV .

Suivant l'axe y , le fluide entre avec la vitesse v_y et sort avec la vitesse v_{y+dy} . Par conséquent, la masse entrant pendant le temps dt s'exprime par $(\rho v dx dz dt)_y$ et la masse sortant par $(\rho v dx dz dt)_{y+dy}$.

Le bilan sur l'axe y donne : $[(\rho v)_y - (\rho v)_{y+dy}] dx dy dt$ Un développement au premier ordre permet d'écrire :

$$(\rho v)_{y+dy} = (\rho v)_y + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dy \quad (I - 18)$$

Suivant les trois axes (x, y, z) il reste alors

$$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dy dx dz dt \\ - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx dy dz dt \\ - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} dz dx dy dt \end{array} \right. \quad (I - 19)$$

Au total, à travers les six faces on a :

$$dx dy dz = dV : \quad (I - 20)$$

La conservation de la masse du volume dV s'écrit donc :

$$dm = \frac{\partial \rho}{\partial t} dv dt = - \left(\frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) dv dt \quad (I - 21)$$

D'où

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) \quad \text{équation de continuité} \quad (I - 22)$$

I.7- Débits d'un fluide

On appelle débit d'un fluide sa quantité qui s'écoule par unité de temps.

On distingue le débit volumique $q_v (\dot{V})$ et le débit massique $q_m (\dot{m})$.

I.7.1- Débit-massique

Le débit-masse à travers une section S est la quantité de fluide qui traverse la section S par unité de temps. À travers la surface S , le débit-masse de fluide, noté q ou $\dot{m}$, est donné par :

$$\dot{m} = \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS = \int_S \rho V_n dS \quad (I - 23)$$

$$[\dot{m}] = \frac{M}{T} \quad (\text{en kg /s})$$

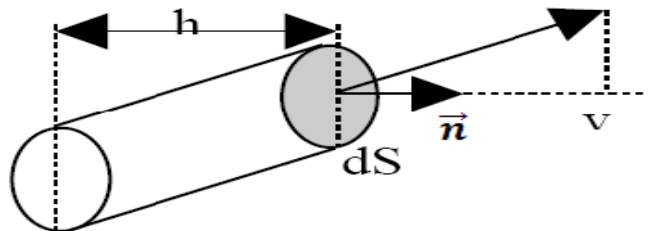


Figure I-9 : Débit massique à travers une surface

Les débits sont généralement comptés positivement dans le sens de l'écoulement : $\vec{n}$ est donc orienté dans le sens de l'écoulement.

I.7.2- débit-volumique

Le débit-volme à travers la surface S , noté q_v ou $\dot{V}$, est donné par :

$$\dot{V} = \int_S \vec{V} \cdot \vec{n} dS \quad (I - 24)$$

$$[\vec{V}] = \frac{L^3}{T} \quad (\text{en m}^3/\text{s})$$

$\vec{V}$: Vecteur vitesse.

$\vec{n}$: Vecteur unité, perpendiculaire à la surface S pointant vers l'extérieur.

ds : élément de surface s qui contenue dans le volume fixe.

ρ : Masse volumique de fluide.

Nous avons vu que toutes les lignes de courant s'appuyant sur une même courbe fermée constituent une surface appelée tube de courant **Figure I-6**. Si l'écoulement est permanent, alors le débit massique est conservé à travers toute section droite du tube de courant:

$$\dot{m}(S_1) = \dot{m}(S_2) \quad (\text{I} - 25)$$

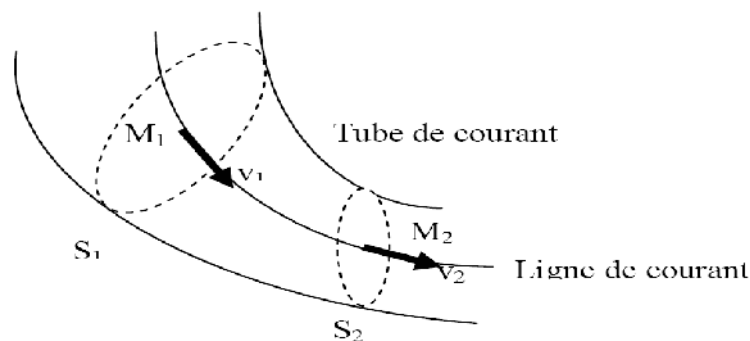


Figure I-10 : Débit volumique à travers une surface

I.8- Différents régimes d'un écoulement

Étudier l'écoulement d'un fluide réel revient à résoudre les équations de Navier-Stokes. Mais en pratique, ces équations ne peuvent se résoudre analytiquement qu'en posant des hypothèses simplificatrices. Notamment, on distingue deux grands types d'écoulement : le régime laminaire et le régime turbulent.

I.8.1- Ecoulement laminaire

On dit qu'un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée.

I.8.2- Ecoulement turbulent

L'écoulement est turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide.

L'une des premières analyses de la transition d'un régime laminaire vers la turbulence est basée sur des observations d'écoulements en conduit cylindrique effectuées par Reynolds en 1883.

Le montage expérimental comporte un réservoir de liquide sous pression débouchant sur un conduit cylindrique. Un tube mince permet l'injection de colorant. Lorsque l'écoulement est laminaire, le filet de colorant reste mince, régulier et parallèle à la paroi du cylindre. En écoulement turbulent, le colorant est rapidement dispersé. Dans cette situation, une mesure de la composante de vitesse axiale montre que celle-ci fluctue de façon aléatoire dans l'espace et dans le temps.

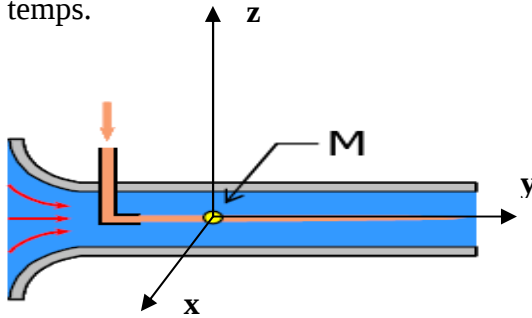


Figure I-11 : régime laminaire

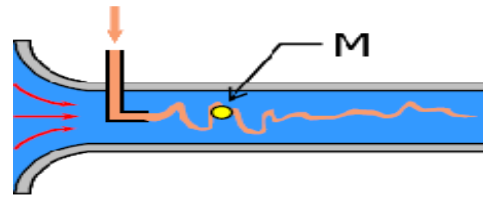
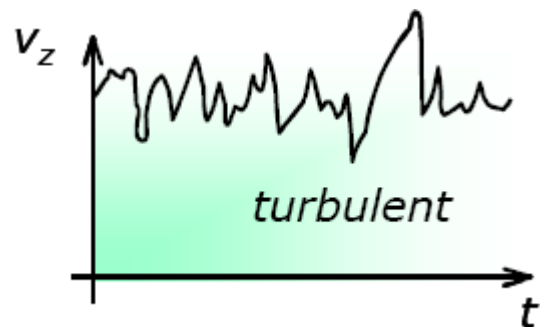
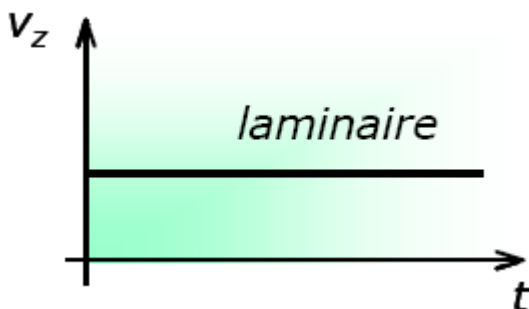


Figure I-12 : régime turbulent

En un point M

$$\vec{V} = v_x \vec{e}_x + v_y \vec{e}_y + v_z \vec{e}_z \quad (\text{I} - 26)$$



I.8.3- Caractériser le régime d'écoulement

Une étude systématique du régime d'écoulement a été réalisée en fonction des différents paramètres intervenant dans le problème : la masse volumique du fluide, sa viscosité, la géométrie de la conduite, etc. Reynolds a montré que la transition du régime laminaire au régime turbulent ne dépend pas séparément de chacun des paramètres mais d'une seule grandeur qu'est le nombre de Reynolds.

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} = \frac{v D}{\nu} \quad (I - 27)$$

ρ : Masse volumique [ρ] = ML^{-3}

μ : viscosité [μ] = $ML^{-1}T^{-1}$

$\nu = \mu/\rho$: viscosité cinématique [ν] = L^2T^{-1}

v : vitesse [v] = LT^{-1}

D : diamètre [D] = L

} [Re]=0 : nombre adimensionnel

I.9- Hypothèse du gaz parfait(G.P).

Les masses volumiques des gaz sont de l'ordre de 1000 fois plus faibles que celles des liquides.

L'influence de la pesanteur y joue donc un rôle 1000 fois plus faible.les forces de viscosité des G.P sont rigoureusement nulles, mais il n'en va pas de même pour les autres gaz.

Nous avons aussi l'équation supplémentaire :

$$PV = n. R. T \quad (I - 28)$$

Ou encore

$$P = \frac{\rho}{M}. R. T \quad (I - 29)$$

M : masse molaire du G.P

On peut introduire la constante massique du G.P : $r = \frac{R}{M}$ alors

$$P = \rho.r.T \quad (I - 30)$$

I.10- Chaleurs spécifiques massiques C_v et C_p

Nous avons appris que pour un G.P :

$$du = c_v. dT \quad (I - 31)$$

$$dh = c_p. dT \quad (I - 32)$$

et pour un gaz adiabatique on a :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (I - 33)$$

γ : Constante isotropique

I.10- Expression des chaleurs spécifiques pour un G.P

La relation de Mayer s'exprime par :

$$C_p - C_v = r \quad (\text{I} - 34)$$

qui, combinée avec la définition de la constante adiabatique ci-dessus donne :

$$C_p = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_v = \frac{r}{\gamma - 1} \quad (\text{I} - 35)$$

I.11-Vitesse de propagation du son

On considère un milieu infini homogène et isotrope :

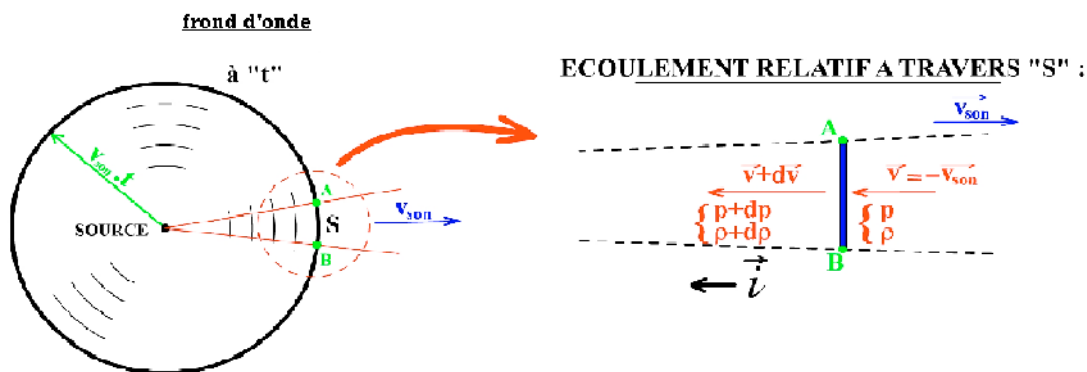


Figure I-13 : propagation de son

Une perturbation est générée depuis une source (une surpression par exemple) qui va se propager depuis ce point. Nous savons que cette propagation se fait à vitesse constante v_{son} . On désigne dans le milieu non perturbé, la pression par « p » et la masse volumique par « ρ », et dans le milieu perturbé (en amont, donc) « $p+dp$ » et « $\rho + dp$ ».

Raisonnons sur l'écoulement RELATIF du milieu non perturbé : on prend pour repère la petite surface « S », et on analyse l'écoulement du milieu non perturbé au travers de cette surface.

La conservation du débit massique s'exprime par :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{ds}{s} + \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{I} - 36)$$

qui peut se simplifier ici, puisque la section S ne varie pas sous l'action de la perturbation (onde longitudinale) :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv_{son}}{v_{son}} = 0 \quad (\text{I} - 37)$$

le théorème d'Euler en régime stationnaire

$$q_m(v_s - v_e) = \sum_{\text{ystème}} \vec{F}_{\text{ext}} \quad (\text{I} - 38)$$

qui s'exprime par projection sur $\vec{l}$: $q_m(v_s - v_e) \cdot \vec{l} = p \cdot S \cdot \vec{l} - (p + dp) \cdot S \cdot \vec{l}$

$$\text{Soit} \quad \rho \cdot v_{\text{son}} \cdot dv_{\text{son}} + dp = 0 \quad (\text{I} - 39)$$

En éliminant " dv_{son} " entre (1) et (2).on obtient :

$$-v_{\text{son}}^2 \cdot d\rho + dp = 0$$

D'où :

$$v_{\text{son}}^2 = \frac{dp}{d\rho} \quad \Rightarrow \quad v_{\text{son}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (\text{I} - 40)$$

Pour les gaz, l'évolution est très rapide si bien que la propagation peut être considérée comme adiabatique. De plus, les frottements étant négligeables, on pourra considérer la transformation comme isentropique :

$$p \cdot v^\gamma = C^{\text{ste}} = \frac{p}{\rho^\gamma} \quad (\text{I} - 41)$$

qui dérivée donne :

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\rho} &= \frac{\gamma p}{\rho} \\ v_{\text{son}} &= \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T} \end{aligned} \quad (\text{I} - 42)$$

I.12- Nombre de Mach

On définit le nombre de Mach par :

$$M = \frac{v}{v_{\text{son}}} \quad (\text{I} - 43)$$

C'est le rapport de la vitesse du fluide au point considéré à la vitesse locale du son.

v : vitesse du fluide au point considéré

v_{son} : vitesse locale du son

I.13- Classification des écoulements

On distingue alors trois types d'écoulements :

Si $M < 1 (v < v_{son})$: l'écoulement est dit **SUBSONIQUE**

Si $M = 1 (v = v_{son})$: l'écoulement est dit **SONIQUE** ou **CRITIQUE**

Si $M > 1 (v > v_{son})$: l'écoulement est dit **SUPERSONIQUE**

I.14- La relation de Barré de Saint Venant

En considérant toujours l'écoulement du G.P comme adiabatique, en partant de :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \cdot v^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_g}{\rho_g} \quad \text{et puisque} \quad v_{son}^2 = \frac{\gamma \cdot p}{\rho}$$

$$\Rightarrow \frac{v_{son}^2}{\gamma-1} + \frac{v^2}{2} = \frac{v_{son}^2 \cdot \gamma}{\gamma-1}$$

$$\frac{v^2}{v_{son}^2} + \frac{2}{\gamma-1} = \frac{2}{\gamma-1} \cdot \frac{v_{son}^2 \cdot \gamma}{v_{son}^2}$$

Et comme : $v_{son} = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T}$ et $v_{son} = \sqrt{\gamma p T_g}$

$$\Rightarrow M^2 \cdot \frac{\gamma-1}{2} + 1 = \frac{T_g}{T} \quad (\text{I} - 44)$$

Écoulement isentropique $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$, on obtient l'équation suivante :

$$M^2 \cdot \frac{\gamma-1}{2} + 1 = \frac{T_0}{T} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\gamma-1} \quad (\text{I} - 45)$$

I.15- Théorème de Hugoniot

I.15.1- relation entre dS et dv

Partant de :

$$\frac{dp}{\rho} + \frac{dS}{S} + \frac{dv}{v} = 0 \quad \text{et de} \quad \frac{dp}{\rho} + v \cdot dv = 0$$

Comme la vitesse du son est : $v_{son}^2 = \frac{dp}{d\rho}$ alors $dp = v_{son}^2 \cdot d\rho$

$$v dv = -v_{son}^2 \cdot \frac{dp}{\rho}$$

$$\frac{dp}{\rho} = -\frac{v \cdot dv}{v_{son}^2} = -\frac{v^2}{v_{son}^2} \frac{dv}{v} = -v_{son}^2 \cdot \frac{dv}{v}$$

de plus, $\frac{dS}{S} = -\frac{dv}{v} - \frac{dp}{\rho}$

$$\text{Relation 1: } \frac{dS}{S} = \frac{dv}{v} (M^2 - 1) \quad (\text{I} - 46)$$

I.15.2- relation entre dv et dp

Cette fois, on écrit que :

$$-\frac{dp}{\rho} = v \cdot dv \text{ et } \frac{dv}{v} = -\frac{1}{v_{son}^2} \cdot \frac{dp}{\rho} = -\frac{1}{M^2 \cdot v_{son}^2} = -\frac{dp}{\gamma \cdot p M^2}$$

finalement :

$$\text{Relation 2: } \frac{dv}{v} = -\frac{1}{\gamma \cdot M_{ach}^2} \cdot \frac{dp}{p} \quad (\text{I} - 47)$$

I.16- Objectifs de la dynamique des gaz

Calcul du champ aéro(thermochimique) pour déterminer :

- la portance
- la traînée
- la poussée

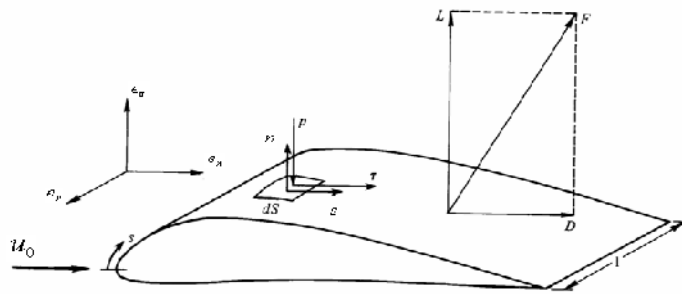


Figure I-14: une aile d'avion

I.16.1- Force exercée par le fluide sur l'élément de surface dS de la paroi

$$d\vec{F} = -p\vec{n}dS + \tau\vec{s}dS \quad (\text{I} - 48)$$

$\tau\vec{s}dS$: Force de frottements : tangente à la paroi.

$p\vec{n}dS$: Force de pression : normale à la paroi.

I.16.2- Force totale exercée par le fluide sur le volume

$$\vec{F} = - \int_S p d\vec{S} + \int_S \tau \vec{S} dS \quad (\text{I} - 49)$$

❖ portance :

$$l \approx \left(- \int_S p d\vec{S} \right) \cdot \vec{e}_z \quad (\text{I} - 50)$$

❖ Traînée :

$$D \approx \left(- \int_S p d\vec{S} \right) \cdot \vec{e}_x + \left(\int_S \tau \vec{S} dS \right) \cdot \vec{e}_x \quad (\text{I} - 51)$$

CHAPITRE II

Notion sur la turbulence et modèles de la turbulence

II.1- Introduction

Ces dernières années et l'éventail des méthodes et des outils à la disposition des concepteurs ont subi un important développement. Parmi toutes ces possibilités, les ingénieurs chargés de ces tâches doivent savoir choisir l'outil le mieux adapté à chaque étape du projet. Dans ce chapitre on présentera tout d'abord une notion sur la turbulence en indiquant les différents types de modélisations utilisées.

II.2- La turbulence

La turbulence [5] est l'état d'un fluide dont l'écoulement est irrégulier (figure II-1) tel qu'en tout point de l'espace la vitesse varie aléatoirement répartis continument sur une large gamme d'échelles macroscopique et une échelle assez petite. Les mouvements des fluides sont en fait complexes, désordonnés.

La turbulence désigne l'état instable, chaotique d'un fluide, liquide ou gaz, provoqué par des différences de température, de pression, de vitesse, de compositions chimiques etc. telles que des tourbillons y apparaissent, variant constamment leur localisation et orientation.

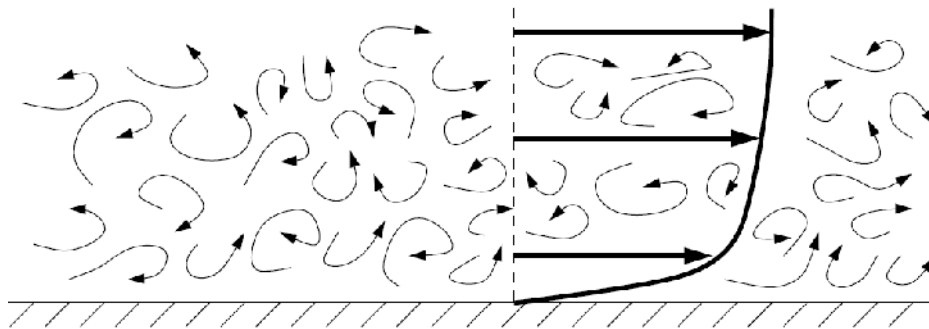


Figure II-1 : Illustration du mouvement irrégulier d'un écoulement turbulent au-dessus d'une plaque plate (lignes minces), et du profil bien défini de vitesse de l'écoulement moyen (lignes épaisses).

II.3- Tenseur des contraintes

Le tenseur des contraintes est une représentation utilisée en mécanique de milieux continus pour caractériser l'état de contrainte, c'est-à-dire les efforts intérieurs mis en jeu entre les portions déformées du milieu. Comme les efforts intérieurs sont définies pour chaque surface coupant le milieu (on parle d'ailleurs également d'efforts surfaciques), le tenseur est

défini localement, en chaque point du solide (figure II-2). L'état de contrainte du solide est donc représenté par un Champ tensoriel. On parle aussi de ce fait de champ de contrainte.

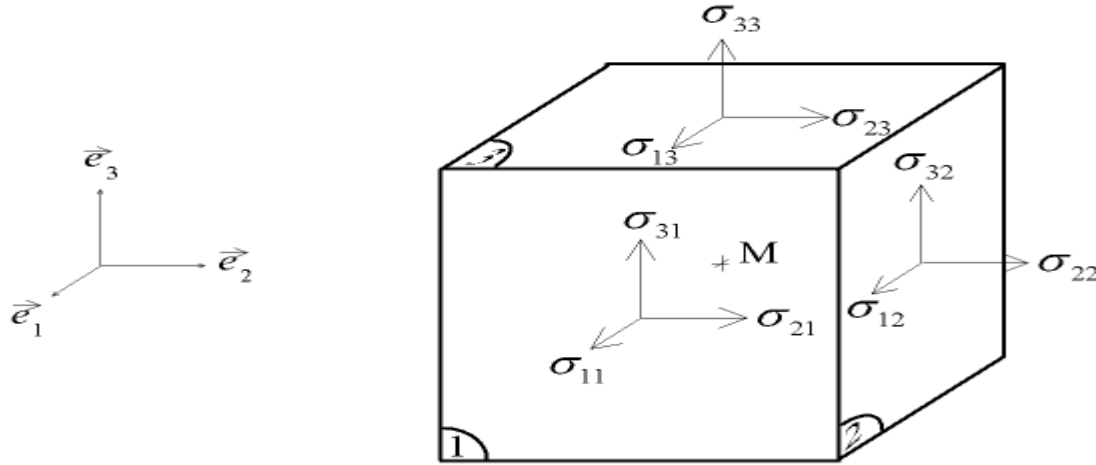


Figure II-2 : Indices des composantes du tenseur

T est un tenseur d'ordre 2, à 3 lignes et 3 colonnes. Il est défini localement pour un point M donné. En mécanique, on n'utilise pas toujours la notation généralisée $(\vec{e}_i)$ pour la base. Si l'on note la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, les composantes du tenseur se notent alors :

$$\bar{\bar{T}} = T(M) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx}, \sigma_{yy}, \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx}, \sigma_{zy}, \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II} - 1)$$

Les termes hors diagonale correspondant à du cisaillement, on les note souvent τ_{ij} , les composantes du tenseur se notent alors :

$$T(M) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II} - 2)$$

II.4- Tenseur des déformations

Le tenseur des déformations est un tenseur symétrique d'ordre 2 servant à décrire l'état de déformation local résultant de contraintes (efforts internes). L'état de déformation d'un solide est décrit par un champ de tenseur, c'est-à-dire que le tenseur des déformations est défini en tout point du solide. On parle de ce fait de champ de déformation.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II} - 3)$$

II.5- Fluide non newtonien

Un fluide est dit non newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses n'est pas une fonction linéaire du tenseur des déformations. Autrement dit, lorsque sa vitesse de déformation (ou taux de cisaillement) n'est pas directement proportionnelle à la force qu'on lui applique. En rhéologie et de manière simple, un fluide non newtonien correspond à un fluide dont la viscosité η dépend du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Concrètement lorsqu'on soumet un tel matériau à une contrainte de cisaillement, la réponse de ce fluide n'est pas proportionnelle, ce qui serait le cas pour un fluide newtonien.

II.6- Fluide newtonien

Un fluide est dit newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction linéaire du tenseur des déformations. Le facteur de proportionnalité se nomme viscosité et celle-ci est indépendante du taux de cisaillement. Pour la plupart des fluides usuels dans des conditions standards, ce modèle est très satisfaisant. Pour ce type de fluide, l'équation d'évolution est une équation de Navier Stokes.

On appelle fluides newtoniens, les fluides pour lesquelles ces forces obéissent à la loi générale :

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (\text{II} - 4)$$

II.7 - Les origines de la turbulence

Dans cette partie, on s'intéresse à la manière dont les écoulements deviennent instationnaires et désordonnés à grand nombre de Reynolds. L'origine de ce désordre repose sur le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes qui est le terme inertiel de l'équation de transport des quantités de la turbulence. Ainsi, plus le nombre de Reynolds est grand, plus ce terme aura de poids dans la dynamique et plus on aura affaire à des écoulements complexes et turbulents.

II.7.1- Les instabilités

Les instabilités sont directement associées au terme non-linéaire inertiel de l'équation de Navier Stokes et sont les ingrédients essentiels de la turbulence.

II.7.2- Le phénomène de décollement

Le décollement de couche limite laminaire est souvent à l'origine de la turbulence car il produit des zones potentiellement instables. La compréhension du phénomène de décollement est assez simple, cependant sa description mathématique est d'une extrême complexité.

II.7.2.1- Physique du décollement sur un corps portant

L'occurrence d'un décollement de la couche limite sur une forme aérodynamique est l'un des principaux phénomènes limitant son domaine de vol. Du décrochage subsonique au transsonique, ce phénomène et ses conséquences vont restreindre le domaine d'utilisation du profil portant.

II.7.2.2- Mécanique du décollement

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

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II} - 5)$$

Dans le cas de l'existence d'une zone à gradient de pression défavorable $\frac{dp}{dx} > 0$, l'action retardatrice des forces de viscosité renforcée par celle des forces de pression peut, suivant leur intensité, équilibrer celle des forces motrices d'inertie. On atteint alors le point de séparation de la couche limite au delà duquel les particules fluides s'écartent de la paroi: c'est le décollement.

II.7.3- Transitions vers la turbulence

Nous allons décrire la manière dont les écoulements transitent vers la turbulence. La transition est étudiée pour une géométrie d'écoulement donnée en augmentant le paramètre d'ordre, qui est pour nous le nombre de Reynolds. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, le terme non-linéaire prend de plus en plus d'importance et on assiste à un scénario caractéristique de transition mettant en jeu des bifurcations changeant de manière drastique la topologie de l'écoulement. A des nombres de Reynolds suffisamment grands, il n'y a plus de bifurcation et l'écoulement atteint un régime pleinement développé. En fait on peut regrouper les transitions en deux grandes classes génériques ; celle qui se font par suite de bifurcations bien identifiées (cas des sillages et des écoulements courbes instables centrifuges), et celles qui se font brutalement (c'est le cas des écoulements dans les conduites, couche limite).

II.8- Mouvement moyen d'un écoulement turbulent

II.8.1- Définition des moyennes et des fluctuations

Les équations de Navier-Stokes sont à l'origine de tout calcul d'écoulement. Cependant, lorsque le nombre de Reynolds Re est élevé pour un écoulement turbulent compressible, leur résolution directe, DNS (Direct Numerical Simulation), montre ses limites en temps de calcul et en place mémoire. On est alors conduit à introduire un traitement statistique des équations instantanées afin d'en déduire une solution caractéristique de l'écoulement. La solution ne pourra contenir toutes les informations des fluctuations turbulentes car la moyenne joue le rôle de filtre. Néanmoins, toute l'information est toujours disponible à travers de nouvelles variables de turbulence déduite des corrélations des variables fluctuantes.

II.8.2- Moyenne de Reynolds

En 1883, Reynolds a suggéré de décomposer le mouvement instantané en deux parties : une partie moyenne et une partie fluctuante. En appliquant cette décomposition sur les variables telles que la vitesse, la pression et la masse volumique et en utilisant la moyenne statistique, nous pouvons établir une nouvelle équation de Conservation de la masse (I-17).

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (\text{II} - 6)$$

$$u = \bar{u} + u' \quad (\text{II} - 7)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (\text{II} - 8)$$

II.9- Équation locales instantanées (équation de Navier Stocks)

Un écoulement turbulent d'un fluide visqueux newtonien satisfait, bien sur, les équations de Navier-Stokes. Pour la suite, on considère uniquement le cas des écoulements compressibles. Les équations de conservation sont alors, en notation indicelle:

II.9.1- Équation de Navier Stocks au fluide incompressible

Équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II} - 9)$$

Équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (\text{II} - 10)$$

II.9.2- Equations moyennées à la Reynolds

On injecte (II-6) et (II-7) dans les équations de NS. Après moyenne, on aboutit aux équations de Reynolds.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II} - 11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II} - 12)$$

$$\tau_{ij} = \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} : \text{Contraintes visqueuses}$$

$$\tau_{ij}^R = -\rho \overline{u'_i u'_j} : \text{Contraintes turbulentes (tenseur de Reynolds)}$$

Système d'équations formellement identique a celui de NS mais ouvert

II.9.3- Équation de Navier Stocks au fluide compressible

Les équations locales instantanées de conservation de masse et de quantité de mouvement d'un écoulement fluide chargé en particules s'écrivent:

– Bilan de masse (équation de continuité)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II - 13})$$

– Bilan de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho u_i u_j = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (\text{II - 14})$$

où

u_i et u_j : sont les composantes de la vitesse du fluide

g_i : les composantes de l'accélération de la pesanteur

τ_{ij} : le tenseur des contraintes visqueuses, est défini par :

Equation d'énergie

$$\tau_{ij} = \mu \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) = 2\mu S_{ij} \quad (\text{II - 15})$$

μ : la viscosité dynamique.

II.9.4- Equations moyennées à la Favre

En introduisant des décompositions semblables pour toutes les variables, on aboutit aux équations de NS compressibles moyennées :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \tilde{u}_i) = 0 \quad (\text{II - 16})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{\tau}_{ji} - \overline{\rho u_j'' u_i''}] \quad (\text{II - 17})$$

Système d'équations formellement identique à celui de NS mais ouvert

II.9.5- Fermeture des équations RANS compressible

La modélisation des effets de la turbulence est nécessaire afin de fermer le système d'équations. L'ensemble des modèles utilisés est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, qui introduit la notion de viscosité turbulente μ_t .

$-\rho \overline{u_j u_i}$: Tenseur des contraintes de Reynolds Souvent modélisé à l'aide de l'approximation de Boussinesq.

$$\bar{\rho} \tilde{\tau}_{Rij} = \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i = 2\mu_t \left(\tilde{s}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II} - 18)$$

k : étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

δ_{ij} : (Delta de Kronecker).

μ_t : est la viscosité dynamique turbulente.

ρ : Masse volumique fluctuante.

$\tilde{s}_{ij}$: Tenseur de la déformation moyennée à la Favre

L'application de la décomposition de Reynolds aux équations NS Compressible conduit à un système d'équations pour le champ moyen qui n'est pas formellement identique aux équations du départ

II.10- 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 génération de maillages, la modélisation de la turbulence, la rigueur de l'application des conditions aux limites, le pré et le post-traitement des données ainsi que dans les ressources informatiques.

La simulation des écoulements turbulents, internes ou externes, est un problème difficile à résoudre, surtout pour les applications en machines tournantes. La figure II.3 résume les différentes méthodes utilisées pour la modélisation de la turbulence dans les équations de Navier-Stokes.

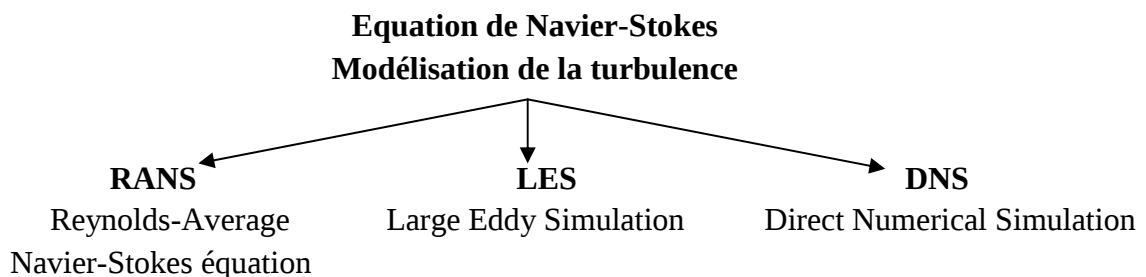


Figure II-3 Résolution des équations de Navier-Stokes. Modélisation de la turbulence

II.10.1- RANS (Reynolds Average Navier-Stokes equations)

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 moyennage 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 C , etc...), on écrit :

$$\phi_i(x, t) = \bar{\phi}_i(\vec{x}, t) + \phi_i'(\vec{x}, t) \quad (\text{II} - 19)$$

Où

$\bar{\phi}_i$: représente la valeur moyenne

ϕ_i' : la partie fluctuante

Provenant de la non-linéarité des équations de N-S, ce traitement des équations induit une perte d'information mise en évidence par l'apparition des contraintes de Reynolds traduisant l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. L'apparition de ces nouvelles variables fait du système d'équations à résoudre un système ouvert. Ainsi, la part d'information perdue au regard de la finesse de la description statistique doit être reconstruite puis réinjectée à l'aide de schémas de fermeture judicieusement élaborés à cet effet. De plus, l'introduction d'hypothèses de fermeture qui traduisent le comportement du milieu turbulent permet d'obtenir un nombre d'équations égal à celui des inconnues.

Pour la fermeture du problème, le calcul des contraintes de Reynolds peut être envisagé de plusieurs manières. L'approche la plus ancienne consiste à calculer les termes des contraintes de Reynolds en faisant appel au concept de viscosité turbulente . Ce concept qui se traduit par l'hypothèse de **Boussinesq** permet d'exprimer les contraintes de Reynolds en fonction des gradients de vitesse moyenne de l'écoulement. Sur le tableau II.3, on donne un classement pour des relations de fermeture.

Relation de fermeture	Caractéristique
Algebraic Eddy viscosity ou modèle à zéro équation	Ce modèle utilise une relation algébrique pour le calcul des contraintes de Reynolds.

Modèles à une équation Spalart-Allmaras,	Ils utilisent une équation différentielle partielle pour une échelle de vitesse des fluctuations turbulentes. Energie cinétique turbulente .Viscosité turbulente
Modèles à deux équations k- ϵ , k- ω , k-l, k-t, q-w, ...	Ils utilisent deux équations différentielles partielles : l'une pour la longueur de l'agitation turbulente et l'autre pour l'échelle de vitesse des fluctuations turbulentes.
Modèles des contraintes de Reynolds	Ils utilisent plusieurs équations différentielles partielles (couramment sept) pour toutes les composantes des contraintes.

Tableau II.3 - Classement des relations de fermeture. [11]

Les équations moyennées, complétées de modèles de fermeture convenables, fournissent ainsi un système qui conserve la caractéristique fondamentale du modèle de Navier-Stokes, tout en ayant recouvré un déterminisme mathématique statistique. Néanmoins, si l'intérêt de ces méthodes réside dans le fait qu'elles donnent accès aux champs locaux des paramètres statistiques dans toute configuration géométrique, elles restent cependant tributaires de deux contraintes principales :

- la résolution numérique qui peut parfois devenir complexe.
- la maîtrise de la procédure de "modélisation" qui, actuellement au moins, reste antinomique de tout usage en "boîte noire".

II.10.1.1- Spalart Allmaras

Ce modèle a pour avantage d'être assez simple et de prendre en compte l'histoire de la turbulence. Mais le choix de l'échelle de longueur est empirique et l'extension au cas tridimensionnel est difficile. La principale différence résulte dans le fait que le modèle SST utilise le modèle k- ω en zone de proche paroi et le modèle k- ϵ dans les zones loin des parois à nombre de Reynolds important. Modification de la formulation du terme de viscosité turbulente pour exprimer correctement les effets de transport de la contrainte de cisaillement turbulente.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_v \quad (\text{II} - 20)$$

f_v : est une fonction d'atténuation de $\tilde{\nu}$. (Damping function)

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

II.10.1.2- Modèle k-ε (Standard) :

Le Modèle k-ε (Standard) est plus célèbre des modèles de turbulence. Etant une méthode très stable et numériquement robuste, elle est implémentée dans la majorité des logiciels commerciaux de CFD. Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente (k) et la deuxième est son taux de dissipation visqueuse (ε) et permet d'étudier convenablement un certain nombre d'écoulements, mais il présente certaines défaillances pour les simulations des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds. En conséquence il n'est applicable que loin des parois. Ainsi, la viscosité dynamique turbulente μ est calculée par

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{II} - 21)$$

$$C_\mu = 0.09 \quad (\text{II} - 22)$$

La robustesse du model, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents

II.10.1.3- Modèle k-ε (Realizable)

Le dernier modèle de la famille k-ε diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- Une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;
- Une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε.

Le terme " **Realizable** " ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il

procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

Là aussi, la viscosité turbulente est calculée à partir de l'équation (II - 21), sauf que C_μ n'est plus constant. Il est fonction de la déformation moyenne, des taux de rotation, de la vitesse angulaire de la rotation du système et des champs de la turbulence (K et ϵ).

Ces deux derniers modèles de turbulence, (**k- ϵ Standard** et **k- ϵ Realizable**), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle Standard, vu leurs perfectionnements cités plus haut. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille k- ϵ toute entière.

II.10.1.4- Modèle k- ω (Standard)

Contrairement au modèle k- ϵ (Standard), ce modèle n'a pas besoin de l'incorporation de fonctions non-linéaires pour la simulation à faibles nombres de Reynolds, et empirique similaire au modèle k- ϵ avec deux équations de transport, une équation adaptée de k et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ϵ par k. Néanmoins, l'implémentation de ce modèle exige une taille de maille près des parois très fine, condition, pas facilement réalisable dans la plupart des cas. Pour résoudre cela une fonction de proximité des parois est incorporée. Elle garantit une transition lissée à partir de la formulation à bas nombre de Reynolds vers la loi de parois.

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

La viscosité turbulente est calculée en combinant k et ω comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{II - 23})$$

α^* : est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombres de Reynolds

II.10.1.5- Modèle k- ω SST

Le modèle $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle $k-\omega$ Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle $k-\omega$ dans la région proche de la paroi avec le modèle $k-\varepsilon$ et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi. En incorporant les effets de transport dans la formulation de la viscosité turbulente (eddy viscosity) ce modèle améliore considérablement la prédiction du début du décollement ainsi que sa taille. Ce modèle inclue les améliorations suivantes:

Une fonction de combinaison est multipliée à la fois au modèle $k-\omega$ Standard et au modèle $k-\varepsilon$. Cette fonction commutera entre les valeurs "zéro" ou "un" suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle $k-\omega$ Standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle $k-\varepsilon$.

La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max[\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, k, \omega, y)]} \quad (\text{II} - 24)$$

$f(\Omega, k, \omega, y)$: est une fonction dépendant du taux de rotation (Ω) , de k ,de ω et de la distance normale à la paroi(y).

Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, surfaces portantes –aviation-, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $k-\omega$ Standard et la famille des modèles $k-\varepsilon$.

II.10.1.6- Modèle RSM

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul " Fluent ". En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente(ε). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $k-\varepsilon$ Standard.

Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le model de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, ...etc.

Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écoulements non confinés à recirculation.

II.10.2- Simulation des grandes échelles. LES (Large Eddy Simulation)

Actuellement, la puissance des ordinateurs ne permet pas de simuler toutes les échelles des mouvements mis en jeu par la turbulence. Cependant, la simulation aux grandes échelles permet de simuler numériquement la plupart des écoulements réels en prenant en compte les grandes structures turbulentes, qui sont les plus importantes pour les quantités de transport. Dans la LES, on choisit une maille de calcul beaucoup plus grande que l'échelle de Kolmogorov. On rappelle que, numériquement, on est incapable de représenter les tourbillons de taille inférieure au pas de temps. On va donc filtrer la turbulence pour éliminer ces petites échelles (dites sous-maille), par un filtre passe-bas qui coupe les hautes fréquences. L'action de ce filtre génère un écoulement fictif qui est presque identique à l'écoulement réel mais qui ne possède pas de fluctuations dans les petites échelles. Le problème posé est que les champs filtrés ne satisfont plus exactement l'équation de Navier-Stokes. De plus, leur évolution est partiellement influencée par les fluctuations de sous-maille. L'idée majeure de cette méthode est de considérer que l'intégralité de l'agitation turbulente cesse d'être aléatoire. Ainsi les contributions aux grandes échelles sont-elles explicitement calculées, la modélisation étant réservée aux structures dont la taille est inférieure à une dimension caractéristique de la " maille " de calcul.

Cette méthode a été appliquée de manière satisfaisante pour les écoulements homogènes, de nombre de Reynolds relativement élevé, dans des configurations géométriques plus réelles que celles utilisées dans la DNS. Un tel concept peut apparaître comme extrêmement

prometteur dans la mesure où il ouvre sur un compromis idéal susceptible de réduire les défauts, à savoir :

- a) d'empirisme des fermetures en un point pour les méthodes RANS,
- b) l'exigence en puissance de calcul de la simulation directe.

Elles présentent une inadaptation à répondre à un changement local de l'état de la turbulence avec des modèles de sous-maillages simples, fournissent des résultats en accord très moyen avec les données de simulation directe, à faible nombre de Reynolds, laissent, à grand nombre de Reynolds, une fraction non négligeable de l'énergie cinétique dans les échelles non résolues et retrouvent de ce fait un degré d'empirisme analogue aux fermetures statistiques en un point.

II.10.3- DNS (Direct Numerical Simulation)

De peu postérieurs aux méthodes précédentes, la DNS peut en être considérée comme le prolongement logique dans la mesure où elle exclut toute modélisation de l'agitation turbulente. Elle consiste à résoudre numériquement les équations tridimensionnelles instationnaires de Navier-Stokes en prenant en compte toutes les plus petites échelles de turbulence sans avoir besoin d'aucune relation de fermeture additionnelle. Ainsi, l'obtention de données statistiques sur l'écoulement se trouve-t-elle reportée après la résolution.

Ces méthodes exigent encore plus d'espace mémoire et de temps de calcul que les méthodes de simulation des grandes échelles et sont donc les plus coûteuses. Elles appartiennent encore au domaine de la recherche et permettent notamment d'analyser les phénomènes associés aux petites échelles et en particulier les schémas de sous-maille. On peut dire qu'elles permettent d'effectuer de véritables " expériences numériques " dont les résultats peuvent tout à la fois venir compléter la connaissance tirée d'expérimentations physiques classiques ou servir de support à l'élaboration de modèles d'autres catégories. Il est à noter que :

- a) la grande finesse de détails de la structure de la turbulence exige la prescription de données initiales et aux limites à un niveau comparables, ce qui n'est pas sans poser parfois de sérieuses difficultés,
- b) les configurations d'écoulements actuellement accessibles à ce type d'approche sont encore en petit nombre.

CHAPITRE III

Théorie générale des turbomachines

III.1- Généralités sur les turbomachines

On appelle généralement turbomachine un appareil dont le rôle est d'assurer un échange d'énergie mécanique entre un débit permanent de fluide et un rotor muni d'aubes ou d'ailettes tournant autour d'un axe, les aubes ménagent entre elles des canaux par lesquels le fluide s'écoule.

Le rôle des turbomachines consiste à convertir une énergie mécanique en énergie de fluide ou réciproquement d'une énergie du fluide vers une énergie mécanique.

L'énergie mécanique est celle qu'on associe aux parties mobiles des machines, qui sont ordinairement utilisées pour la transmission de puissance.

L'énergie du fluide est celle qui se trouve en possession d'un fluide. Elle pourrait être sous forme cinétique, potentielle, de pression ou thermique.

Dans les machines rotodynamiques, le fluide trouve un passage libre entre l'entrée et la sortie de la machine. Toutes les machines rotodynamiques possèdent un organe tournant, appelé roue, impulseur ou rotor, capable de tourner librement et de façon continue au sein de fluide et permettant en même temps au fluide de le traverser de manière régulière. Ainsi, le transfert d'énergie entre le rotor et le fluide, transfert directement lié au taux de variation de moment cinétique, à lieu lui aussi de manière continue.

Toutes les machines qui reçoivent une énergie de fluide et la convertissent en énergie mécanique produisant la rotation d'un arbre ou un mouvement quelconque d'une partie de la machine, sont dénommées Turbines ou moteurs. Dans l'autre catégorie, les machines reçoivent une énergie mécanique et la convertissent en énergie du fluide emmagasinée dans un fluide en écoulement, qui peut être parfois comprimé et à haute température. Ces machines sont dénommées pompes, ventilateurs et compresseurs.

Dans les machines volumétriques, un certain volume du fluide est, dans une première étape, forcé dans un espace fini ou il est enfermé sous pression par un moyen mécanique. Il est en suite, dans une seconde étape, relâché ou forcé en dehors de cet espace, et le cycle reprend de nouveau. Donc, dans ce type de machine, l'écoulement du fluide est intermittent et le débit dépend des dimensions de l'espace qui reçoit le fluide et de la fréquence avec laquelle il est rempli et vidé. L'exemple le plus emblématique et le plus répandu est celui des dispositifs à cylindres et pistons, mais il en existe d'autres.

III.2- Classification des turbomachines

De nombreux critères servent à classer les turbomachines. Les plus importants sont les suivants :

III.2.1- Sens de l'échange d'énergie

On distingue les machines **réceptrices** qui reçoivent du travail et les machines **motrices** qui en fournissent. Parmi les machines réceptrices, on trouve les turbopompes, les ventilateurs, les turbosoufflantes, les turbocompresseurs et les hélices aériennes et marines. Les principales machines motrices sont les turbines à vapeur et à gaz, les turbines hydrauliques, ainsi que les éoliennes. Ces deux classes de machines présentent des différences importantes du point de vue de leur conception aérodynamique. En effet, les machines réceptrices sont le siège d'une compression (élévation de pression) du fluide, alors que les machines motrices font intervenir une détente. Or, les pertes visqueuses dans les écoulements fluides sont très sensibles au gradient de pression et augmentent fortement lorsque celui-ci devient trop important, en raison du phénomène de décrochage.

III.2.2- Direction principale du tube de courant

Dans certaines machines, le tube de courant traversant la machine est essentiellement parallèle à l'axe de la machine (Figure III-1), et on les appelle donc des machines axiales. Les hélices aériennes et marines appartiennent à cette catégorie, mais aussi certains ventilateurs, ainsi que les compresseurs et turbines axiaux des turboréacteurs, et les turbines hydrauliques de type Kaplan. Dans de nombreux cas, en particulier dans les turboréacteurs, les machines axiales comportent plusieurs étages.

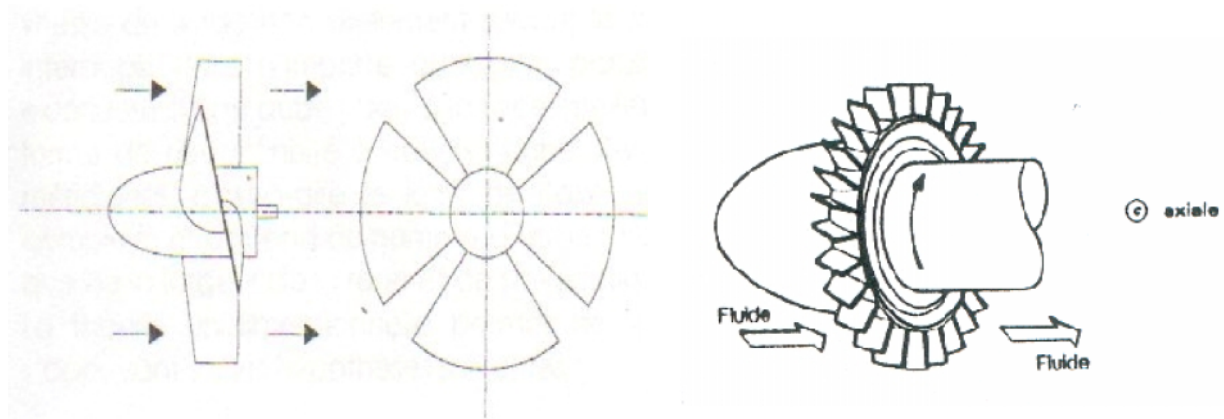


Figure III-1 : rotor à écoulement axial

Dans d'autres machines au contraire, le tube de courant traversant la machine est essentiellement perpendiculaire à l'axe (Figure III-2), et la machine est dite radiale (centrifuge ou centripète).

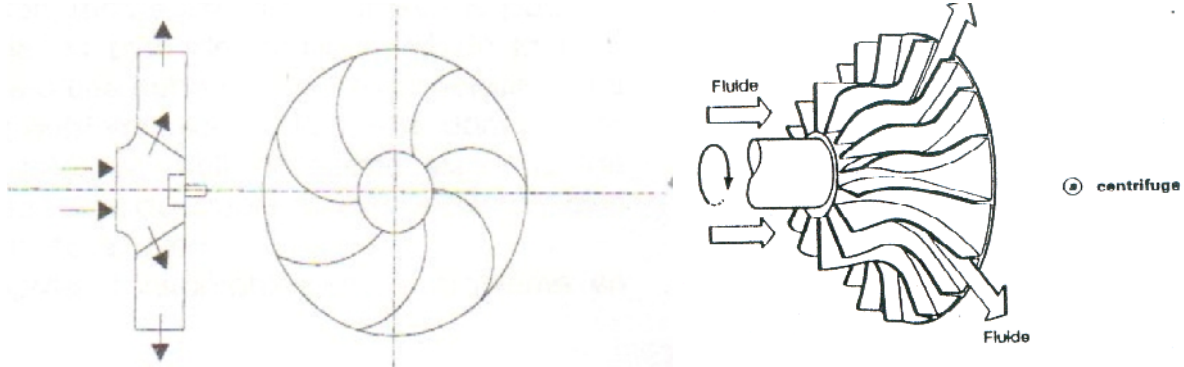


Figure III-2 : rotor à écoulement centrifuge

La direction de l'écoulement par rapport au plan de rotation permet de distinguer différentes classes de turbomachines : les machines axiales et les machines radiales. Dans la suite de ce chapitre, seul le cas des compresseurs est considéré.

III.2.3- Fonctions et domaines d'utilisation des turbomachines

- **Récupération de l'énergie d'un fluide (turbines)**

Liquide : récupération d'énergie potentielle hydraulique (barrage).

Gaz : turbines de dentiste, turbocompresseur, turbopompes, Turbines associées à d'autres éléments (compresseur chambre de combustion,...) pour la production d'énergie mécanique, ou pour la propulsion en aéronautique.

- **Compression de gaz (compresseur)**

Fonction qui se présente dans des domaines trèsdiversifiées : industrie chimique (pression de réaction), industrie pétrolière (extraction du pétrole), ou simplement création d'air comprimé.

Compresseurs associés à d'autres éléments (turbines, chambre de combustion,...) Pour la production d'énergie mécanique, ou pour la propulsion en aéronautique.

- **Transport de fluide**

Elévation : fournie une énergie pour vaincre le Champ gravitationnel (pompes).

Transport horizontal : apport périodique d'énergie au fluide pour vaincre les pertes de charges.

- **Ventilation**

Appareil destiné à produire de l'air frais ou à activer le renouvellement de l'air pour le refroidissement.

- **Production d'énergie mécanique à partir d'une source de chaleur**

Production réalisée par des turbines à gaz ou des turbines à vapeur. Ces machines associent dans un cycle thermodynamique turbines, compresseur, source de chaleur, refroidisseurs, ... puissance variant de quelques KW à plusieurs dizaines de MW

Production d'énergie électrique (aérospatiale Production d'énergie, avions, chars, réseau nationale, ...). Turbines à vapeur essentiellement destinées à la production de forte puissance d'énergie électrique dans les centrales thermiques.

Production d'énergie mécanique : entraînement d'hélice de bateau, d'avion (turbopropulseur), de rotor d'hélicoptère...

- **Propulsion par réaction**

Ces machines associent dans un cycle thermodynamique turbins, compresseurs, chambres de combustions, tuyères...

Turboréacteurs

Turbo fans (multi flux)

III.3- Constitution des turbomachines

Une turbomachine ne comportant qu'un seul rotor est dite à simple étage ou encore monocellulaire. Les machines comportant plusieurs étages sont également appelées multicellulaires. Une machine monocellulaire complète se compose de trois organes distincts que le fluide traverse successivement.

- **Le distributeur**

Dont le rôle est de conduire le fluide depuis la section d'entrée de la machine [identifiée par l'indice 0] à la section d'entrée du rotor [identifiée par l'indice 1] en lui donnant une vitesse et une direction appropriées. Le distributeur peut être une simple canalisation ou comprendre une couronne d'aubes fixes (stator, indispensable s'il faut dévier l'écoulement

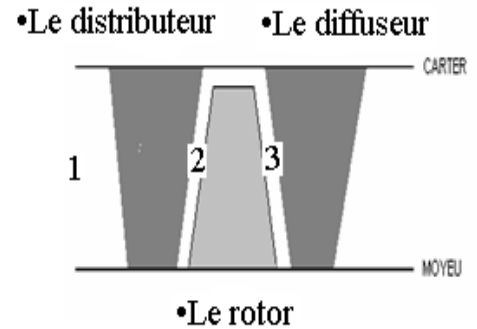
tangentiellement), appelées en anglais « Inlet Guide Vanes (IGV) ». Ces aubes sont parfois orientables afin de régler le débit.

- **Le rotor**

Au sein duquel s'effectue l'échange d'énergie par travail des forces aérodynamiques sur les aubes en rotation.

- **Le diffuseur**

Dont le rôle est de collecter le fluide à la sortie du rotor [identifiée par l'indice 2] et l'amener à la section de sortie de la machine [identifiée par l'indice 3]. Comme pour le distributeur, le diffuseur peut inclure une couronne d'aubes fixes. Ces aubes fixes sont notamment utiles lorsque l'écoulement a une composante tangentielle de vitesse à la sortie du rotor et servent à ramener l'écoulement dans la direction principale du tube de courant (axiale ou radiale), raison pour laquelle on utilise parfois le terme redresseur. Le distributeur et le diffuseur ne sont pas toujours présents, ou sont parfois réduits à un tronçon de canalisation. C'est notamment le cas pour les hélices et éoliennes. Dans les machines multicellulaires, chaque étage ne comprend généralement que deux éléments, à savoir un distributeur et un rotor pour les turbines, et un rotor et un diffuseur pour les pompes et compresseurs, pour des raisons qui apparaîtront clairement par la suite.



III.4- Cinématique de l'écoulement rotorique — triangle des vitesses

Pour analyser l'écoulement dans un rotor de turbomachine, il est commode d'exprimer la vitesse tantôt dans un repère lié aux parties fixes de la machine (distributeur, diffuseur, stator) appelée vitesse absolue et notée $\vec{c}$, tantôt dans un repère lié aux parties tournantes de la machine (axe, roue) appelée vitesse relative et notée $\vec{w}$. La relation entre ces vitesses est simplement

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u} \quad (\text{III-1})$$

Où :

$\vec{u}$: est la vitesse d'entraînement correspondant au mouvement du repère tournant. S'agissant d'un mouvement de rotation pure, la vitesse d'entraînement vaut simplement

$$\vec{u} = \vec{\omega} \times \vec{x} \quad (\text{III-2})$$

Ou, en exprimant le vecteur position $\vec{x}$ dans un système de coordonnées cylindriques

$$\vec{x} = r\vec{e}_r + z\vec{e}_z \quad \text{et comme} \quad \vec{\omega} = \omega\vec{e}_z$$

$$\vec{u} = \omega\vec{e}_\theta \quad (\text{III-3})$$

c-a-d. que la vitesse d'entraînement est purement tangentielle.

Les vitesses absolues, relative et d'entraînement, étant dans un même plan, on les visualise aisément à l'aide d'un diagramme vectoriel dans ce plan, auquel on donne le nom de triangle des vitesses.

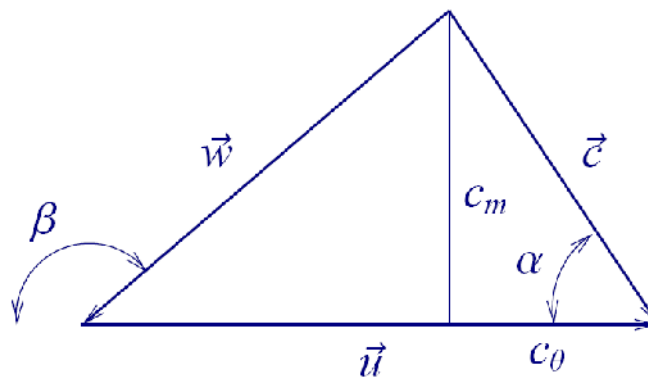


Figure III-3 : Triangle des vitesses

α : Représente l'angle entre le vecteur de vitesse absolue et le vecteur de vitesse d'entraînement.

β : Représente l'angle entre le vecteur de vitesse relative et le vecteur de vitesse d'entraînement.

III.5- Principe d'Euler

L'équation d'Euler relie la quantité d'énergie échangée entre le fluide et les aubages de la machine, aux caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement en amont et en aval de la roue.

Cette équation est établie à partir de la projection sur l'axe de la machine de l'équation intégrale du moment de quantité de mouvement, qui permet d'introduire et d'explicitier le couple exercé sur l'arbre par le fluide, ou inversement.

III.6- Théorème de la quantité de mouvement

Le théorème de conservation de la quantité de mouvement s'écrit de la façon suivante :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} = \overline{d(m\vec{v})} \quad (\text{III-4})$$

Sous forme d'intégrale ce théorème s'écrit :

$$\int_V \vec{c} (\rho \vec{c} d\vec{F}) = \sum \vec{F}_{\text{ext}} = \int_V \rho \vec{g} dV - \int_V p d\vec{F} + \int_V d\vec{S} \quad (\text{III-5})$$

Donc sur une surface élémentaire $d\vec{F}$, la variation de la quantité de mouvement du débit masse du fluide est égale à la somme des forces extérieures.

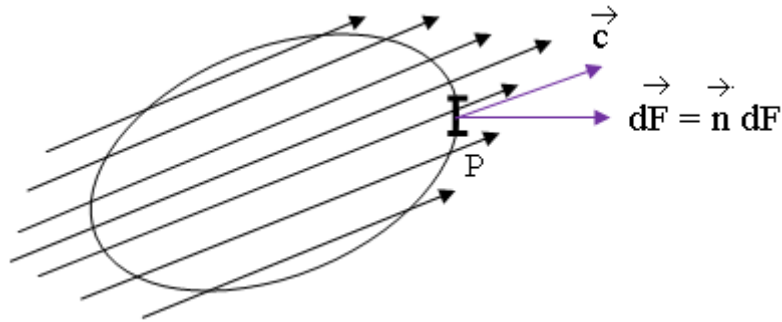


Figure III-4 : Volume de contrôle

Tel que

$\dot{m}$: débit massique du gaz (Kg/s)

P : densité de fluide (Kg/m³)

P : pression, N/m²

$\int \rho \vec{g} dV$: représente les forces volumiques (pesanteur)

$\int p d\vec{F}$: représente les forces massiques (pression)

$\int d\vec{S}$: représente les forces de frottement

III.7- Théorème du moment cinétique

Une multiplication vectorielle des deux extrémités de l'équation de quantité de mouvement par le vecteur position $\vec{r}$ nous donne le théorème de la conservation du moment cinétique :

$$\int_F \vec{r} \wedge \vec{c} (\rho \vec{c} d\vec{F}) = \int_V \vec{r} \wedge \vec{g} dV - \int_F \vec{r} \wedge p d\vec{F} + \int_V \vec{r} \wedge d\vec{S} \quad (\text{III-6})$$

En négligeant l'influence de la pesanteur et les forces de frottement nous obtenons :

$$\int_F \vec{r} \wedge \vec{c} (\rho \vec{c} d\vec{F}) = - \int_F \vec{r} \wedge p d\vec{F} \quad (\text{III-7})$$

Le produit vectoriel $\vec{r} \wedge \vec{c}$ donne un vecteur de grandeur $r \cdot c_u$

$$\dot{m}(r_2 c_{2u} - r_1 c_{1u}) = \int_F \vec{r} \wedge p d\vec{F} \quad (\text{III-8})$$

Sur la surface de référence nous avons :

$$\int_F \vec{r} \wedge p d\vec{F} = \vec{M}_{th} \quad (\text{III-9})$$

$\vec{M}_{th}$: Est le couple mécanique des forces appliquées par le fluide à la roue.

En multipliant la formule d'Euler par la vitesse de rotation de l'arbre ω (pour un rotor, la vitesse de rotation étant bien entendu nulle pour un stator), on obtient la formule de la puissance.

La puissance échangée entre la roue et le fluide sera

$$P_{th} = M_{th} \omega = q_v \rho g M_{th} = \dot{m} \omega (r_2 c_{2u} - r_1 c_{1u}) \quad (\text{III-10})$$

Pour une machine réceptrice, le couple à l'arbre est dans le même sens que la vitesse de rotation, et donc $P_{th} > 0$. Inversement, pour une machine motrice, le couple à l'arbre est dans le sens opposé à la vitesse de rotation, et $P_{th} < 0$.

Comme

$$\dot{m} = \rho q_v \quad (\text{III-11})$$

$$H_{th} = \frac{\omega}{g} (r_2 c_{2u} - r_1 c_{1u}) \quad (\text{III-12})$$

Il vient alors :

Comme $\omega \cdot r_1 = u_1$ et $\omega \cdot r_2 = u_2$

$$\text{Donc} \quad H_{th} = \frac{(u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u})}{g} \quad (\text{III-13})$$

C'est l'équation d'Euler qui exprime la relation entre l'énergie transférée H_{th} et les composantes circonférentielles de la vitesse c_{1u} et c_{2u} .

III.8- Compresseur

Le rôle du compresseur est d'augmenter considérablement la pression de l'air entrant (sortie du diffuseur) de sorte que le processus de combustion et d'extraction d'énergies déroule avec un très bon rendement. L'augmentation sensible de la pression de l'air conduit à une diminution de son volume, ce qui donne la possibilité à la combustion d'avoir lieu à un volume réduit. On distingue deux grandes catégories de compresseur :

III.8.1- Compresseur centrifuge

Caractérisés par une grande vitesse de rotation et un rendement plus faible par rapport aux compresseurs axiaux (écoulement radial puis axial) les compresseurs centrifuges ont par contre un taux d'augmentation de pression par étage plus élevé.

L'organisation générale d'un compresseur centrifuge est semblable à celle d'un ventilateur centrifuge ou d'une pompe centrifuge. Il se compose d'une roue, d'un diffuseur et d'une volute ; la vitesse de rotation est élevée (15000 tr/mn) et un multiplicateur est souvent installé entre la turbine libre et le compresseur centrifuge.

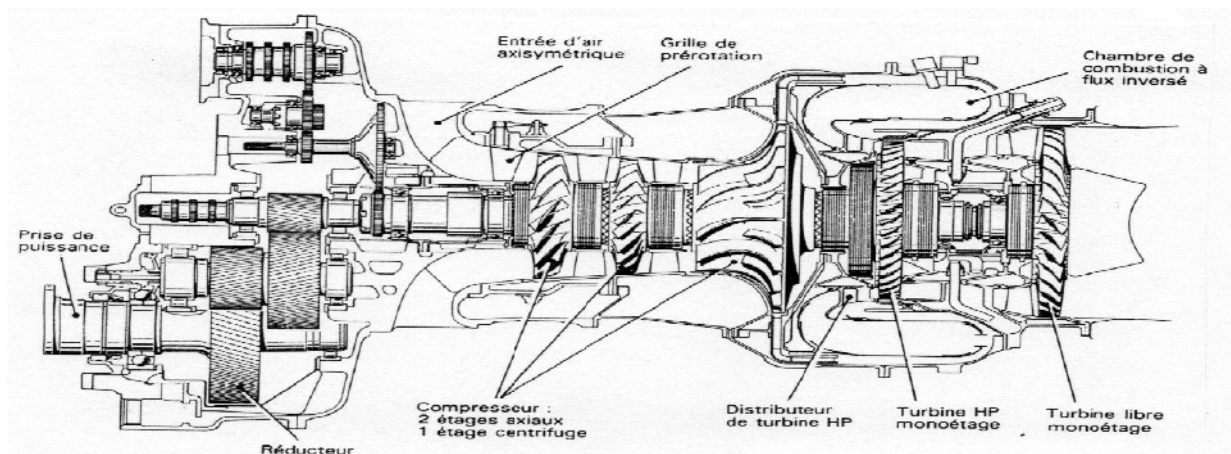


Figure III-5 : compresseur axiaux et centrifuge d'un turbomoteur(TURBOMECA)

III.8.2- Compresseur axiaux

Le compresseur axial est une turbomachine qui produit de l'air comprimé sous l'action des forces de compression produite par les aubages sur le fluide. L'écoulement de l'air s'effectue dans la direction axiale. Dans cette configuration de compresseur, il est possible d'accroître le taux de compression en jouant sur le nombre d'étages. Actuellement avec des compresseur multi étages on peut dépasser largement le taux de compression de 30.

La construction de ces machines à écoulement axial dérive de celle des turbines à vapeur. Si les turbines à vapeur et à gaz permettent de transformer l'énergie contenue dans le fluide en énergie mécanique de rotation le compresseur absorbe de l'énergie mécanique pour la transformer en énergie de vitesse et de pression du fluide (enthalpie).

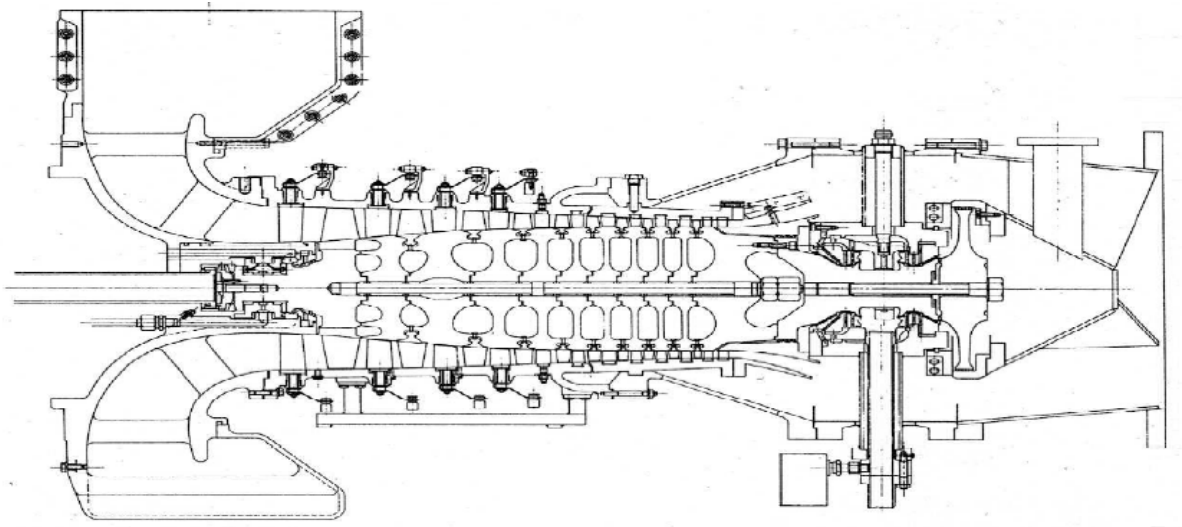


Figure III-6 : Schéma d'une section d'un compresseur axiale (ALSTOM)

III.8.2.1- Triangle de vitesse pour un étage de compresseur axial

Machine axiale (pas de variation de rayon et plan aube -à-aube = cylindre.

Pas de variation de vitesse axiale.

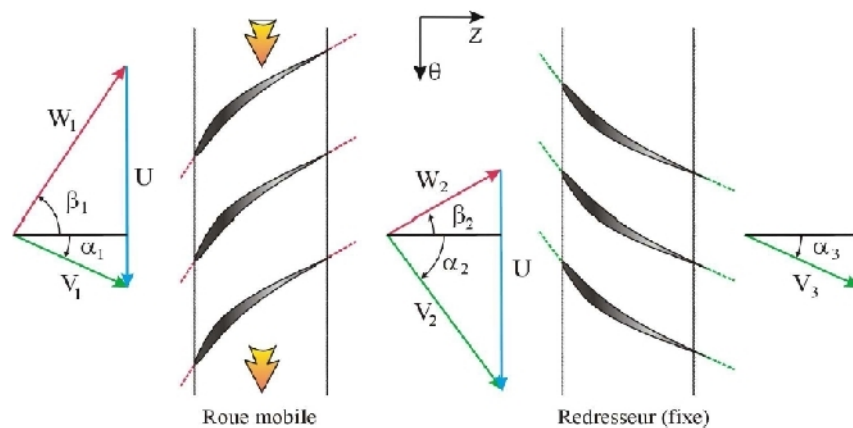
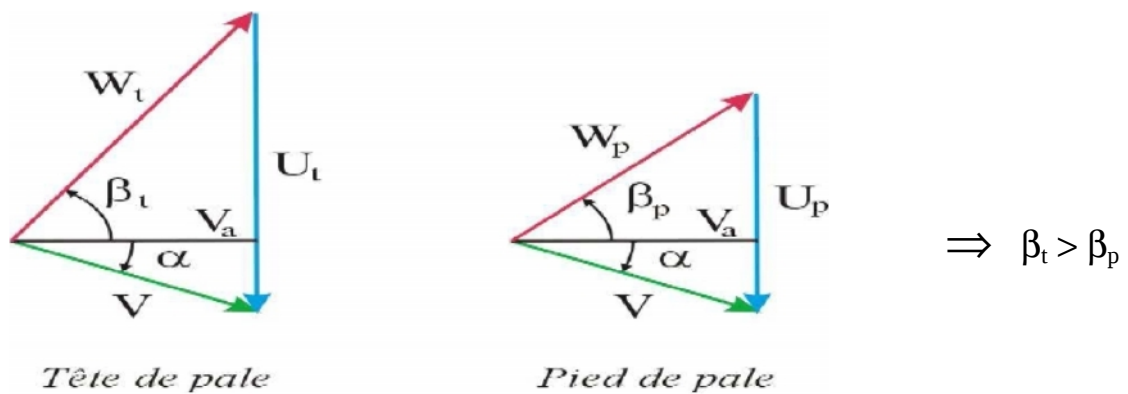


Figure III-7 : Triangle de vitesse

III.8.2.2- Vrillage des pales le long de l'envergure

En amont d'un rotor, une augmentation de R (du moyeu au carter) modifie la valeur de U ($=\omega.R$), et donc les triangles de vitesse.



Pour que l'incidence sur l'aubage soit bien adaptée sur toute son envergure, il faut modifier l'angle de calage des aubages en fonction du rayon, d'où leur forme vrillée

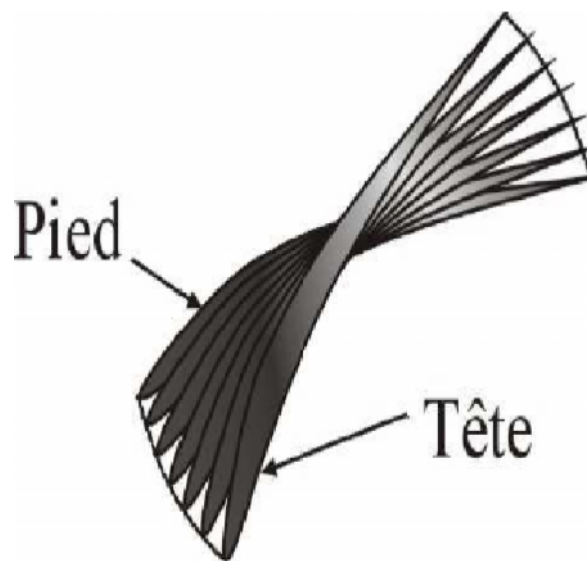


Figure III-8 : forme vrillée une aube de compresseur

III.8.2.3- Influence des zones visqueuses pariétales

Après plusieurs étages, le profil de vitesse de l'écoulement dans le plan méridien met en évidence la diminution de la vitesse débitante V_a près des parois.

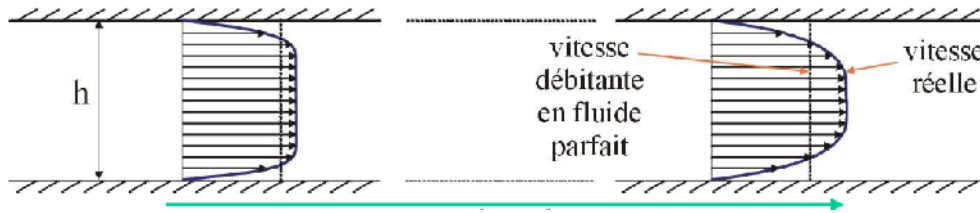
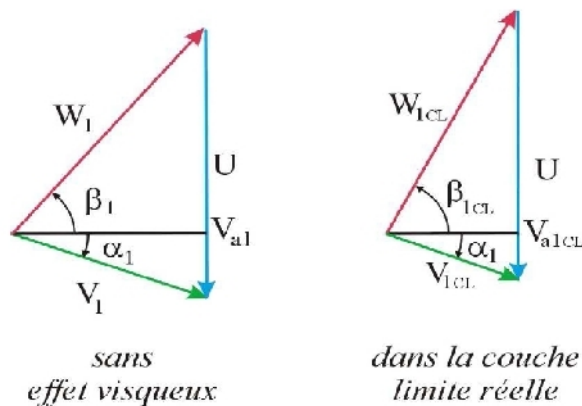


Figure III-9 Progression dans les étages

Dans les Couche Limite (CL), l'angle d'incidence est donc plus élevé ce qui augmente le travail. Mais la surcharge, les phénomènes visqueux et le jeu au bout d'aubage provoquent également des pertes plus importantes.

Lorsque la roue est déjà très chargée, cette surcharge peut amener à des décollements des CL d'aubages qui engendrent une chute brutale des performances dans ces zones (pouvant affecter l'ensemble de la 1^{ère} CL 1 roue).



$$\Rightarrow \beta_{1CL} > \beta_1$$

III.8.2.4- Définition des paramètres géométriques

Pour une meilleure compréhension, il est bon de définir quelques termes techniques ayant trait au profil de l'aile et qui sont souvent utilisés.

Un profil d'aile se caractérise en générale par :

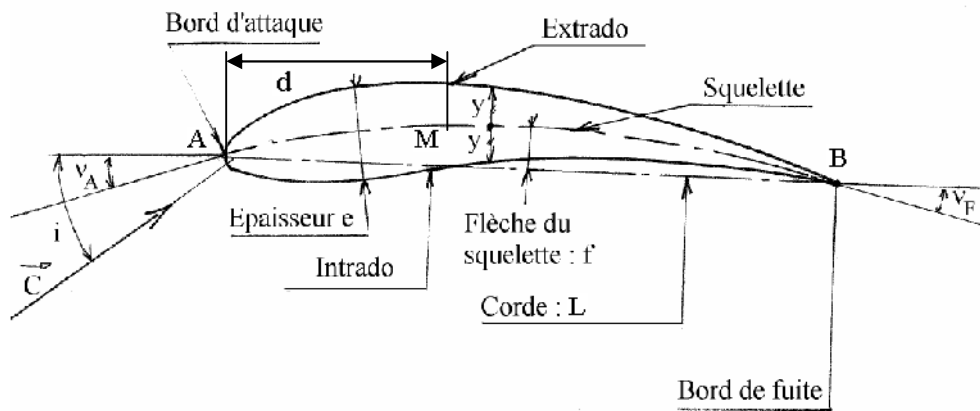


Figure III-10 : profil cambré

i : angle d'incidence, v_A : angle d'attaque, v_F : angle de fuite

A : Bord d'attaque

B : Bord de fuite.

AB : Corde de référence (c'est le segment joignant le bord de fuite au bord d'attaque).

$L = AB$: Longueurs de la corde ou profondeur du profil.

e : épaisseur maximale.

d : la distance 1/3 de premier de profil

Lorsque le profil est soumis à un écoulement de vitesse V_0 à l'infini amont, on appelle incidence l'angle formé par la direction de V_0 et la corde.

e/L : épaisseur relative, c'est le rapport de l'épaisseur maximale et la corde.

f : flèche maximale qui caractérise la plus grande ordonnée de la ligne moyenne AMB par rapport à la corde AB.

Squelette : c'est le lieu géométrique des points équidistants de l'intrados et de l'extrados.

d/L : représente la position de la flèche.

f/L : cambrure relative ; c'est le rapport de la flèche maximale sur la longueur de la corde.

$\lambda = b/L$: allongement du profil ; le rapport de l'envergure sur la longueur de la corde.

Selon la cambrure on peut distinguer quatre profils :

1. Profil bi-convexe (extrados et intrados convexe).
2. Profil plan convexe (extrados convexe, intrados plan).
3. Profil simple cambrure (squelette à simple cambrure).
4. Profil à double cambrure (un point d'inflexion dans la ligne moyenne).

III.8.2.5- Familles des profils

Il existe trois familles différentes de profil NACA de norme Américain qui sont utilisés en Algérie, sont réparties selon l'ordre croissant du nombre des chiffres qu'ils comportent.

a) Profils empirique : ils sont repérés par quatre chiffres : exemple NACA2415. les deux premiers chiffres indiquent respectivement les valeurs de f/L et d/e . les deux derniers chiffres représentent l'épaisseur relative maximale e/L en pourcentage de la corde.

b) Profil semi-laminaires : ils sont réels et utilisables dans l'aviation et sont repérés par cinq chiffres : exemple NACA 23012. Dans cette famille, le premier chiffre représente la valeur de la flèche, les deux chiffres suivants représentent la valeur de (d) , et les derniers indiquent la valeur de l'épaisseur relative.

c) Profil laminaires : ils se composent de six chiffres : exemple NACA 6511212. Le premier chiffre est le repère de la série et suivi par le chiffre indiquant la position du point de dépression maximale en dixième de la corde. Le troisième chiffre indique la valeur de ΔC_z de la plage d'adaptation. Le quatrième chiffre représente la valeur du coefficient C_z d'adaptation tandis que les deux derniers donnent l'épaisseur relative.

On peut aussi classer les profils selon leur épaisseur :

Profil mince : $e/l < 6\%$

Profil semi-épais $6\% < e/l < 12\%$

Profil épais : $e/l > 12\%$

Profil concorde : $e/l = 3\%$ à l'encastrement et 1.82% à l'extrémité

CHAPITRE IV

Présentation du logiciel

IV.1- Introduction

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

L'objectif de ce projet est de faire une étude de l'écoulement dans un canal de compresseur (CME2) axial mono-étagée avec FLUENT ; puis faire une investigation pour observer les limites du logiciel.

FLUENT est un logiciel [2] de calcul d'écoulement, un logiciel de CFD (computational Fluid Dynamics) qui se base sur la méthode des volumes finis pour discrétiser le domaine d'étude et résoudre les équations différentielles régissant l'écoulement.

IV.2- L'utilisation de Gambit et de Fluent

Le mailleur Gambit et le code de calcul Fluent sont des logiciels permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec Fluent.

IV.2.1- L'utilisation de Gambit

Le logiciel Gambit est utilisé pour définir et créer le modèle d'étude (surface ou volume) et de le mailler suivant le bon vouloir de l'utilisateur. Les différentes étapes d'utilisation de GAMBIT sont définies comme suite :

Après avoir lancé le logiciel, l'interface d'utilisation apparaît sur la **Figure IV-1**.

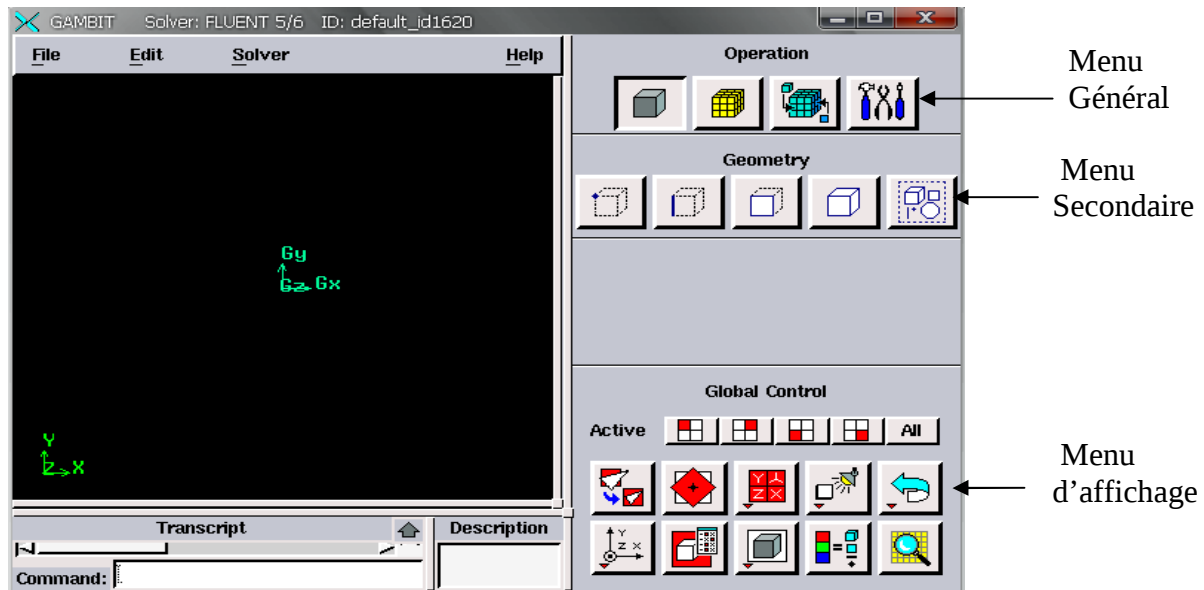


Figure IV-1 : Interface Gambit

La première chose à faire quand on entre sur Gambit est de nommer le système qu'on va construire de telle manière à ne pas le perdre.

L'utilisation de Gambit est simple : principalement il faut prendre les menus en haut à droite et effectuer les tâches en partant du menu de gauche pour aller jusqu'à celui de droite.

Si on désire ouvrir un projet déjà existant, utiliser le menu file **Figure IV-2**, open ou import dans le cas d'un maillage. Il se peut que cette combinaison ne marche pas alors il faudra lire le journal (run journal) ce qui refera pas à pas tout ce qui était fait dans la géométrie sauvegardée.



Figure IV-2 : Menu file

Avant même de créer la géométrie il faut choisir le type de solver ; c'est-à-dire le type de logiciel (ici fluent) qu'on va utiliser par la suite (choisir la bonne version du logiciel).

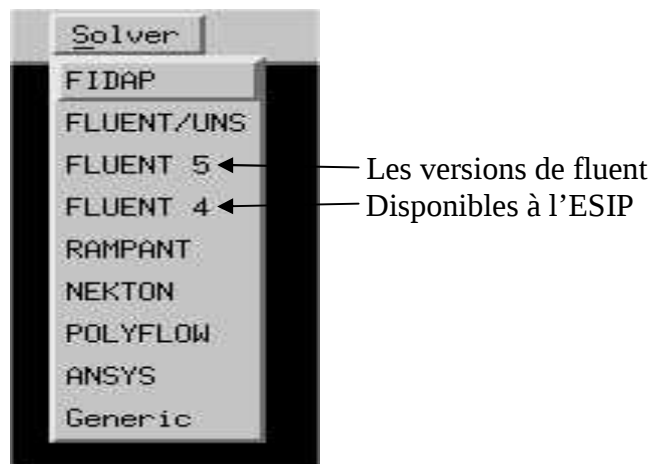


Figure IV-3 : Menu solver

IV.2.1.1- Créer la géométrie à étudier

Deux possibilités se présentent :

Créer point par point (extrémités) le système, ligne, face, volume (conseillé pour des géométries complexes)

Créer des surfaces simples existantes (cube, cylindre, sphère...) puis extruder pour obtenir les volumes ou les surfaces voulus.

IV.2.1.2- Touches clés

Dans gambit des champs restent en jaune, pour les compléter directement, on clique sur la touche gauche de la donné, en sélectionnant la partie de la géométrie que l'on souhaite faire correspondre à la valeur du champ jaune et ce en appuyant simultanément sur *Shift*.

Sur la fenêtre d'affichage général, un clic gauche correspond à une rotation autour d'un point (que l'on peut définir). Avec la molette appuyée (ou bouton du milieu), un zoom est possible en avançant ou reculant la souris. Le clic droit permet une translation de la géométrie dans le plan d'affichage.

Il existe une boîte de dialogue en dessous de la fenêtre d'affichage qui revoit toutes les opérations effectuées ainsi que les messages d'erreurs.

IV.2.1.3- Détail des menus

La finalité de la construction de la géométrie est de définir les domaines de calcul qui seront des faces dans un problème 2D et des volumes dans un problème 3D.

✓ Menu création des éléments de la géométrie :

Ce menu nous permet de créer les éléments de géométrie (un volume, une surface, une ligne...etc.), pour se faire il suffit de sélectionner la commande : Construction nettoyage de la géométrie.

Maillage de la géométrie

Définition des frontières et des domaines fluides

Construction nettoyage de la géométrie

Création de points (vertex)

Création de ligne (line)

Choix d'entrée des points(x, y, z ; intersection droites)

Exemple création de points

Création de volume

Manipulation des objet (groupement)

Création des faces

recollements de points

Effacement des points

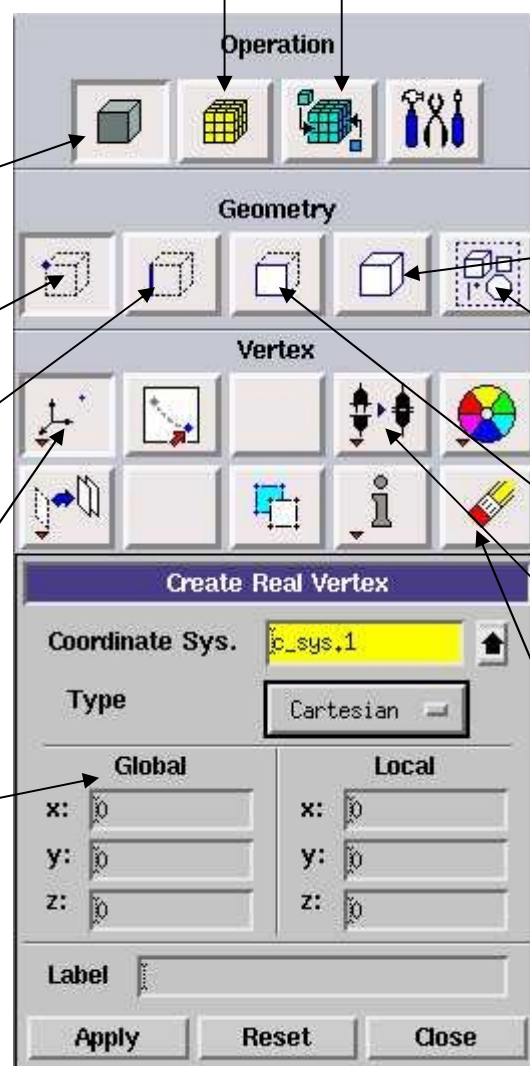


Figure IV-4 : Menu Création des différents éléments de la géométrie

✓ Menu ligne

Ce menu nous permet de choisir le type de courbe désirée pour relier des points deux à deux suivant ce que l'on recherche. Différents types de courbes sont possibles, ainsi, on peut aussi créer cette ligne par révolution, par symétrie...

Chaque ligne possède ensuite un nom précis, ce qui permet de la retrouver si la géométrie n'est pas très claire. Ceci est aussi valable pour les points et pour les volumes.

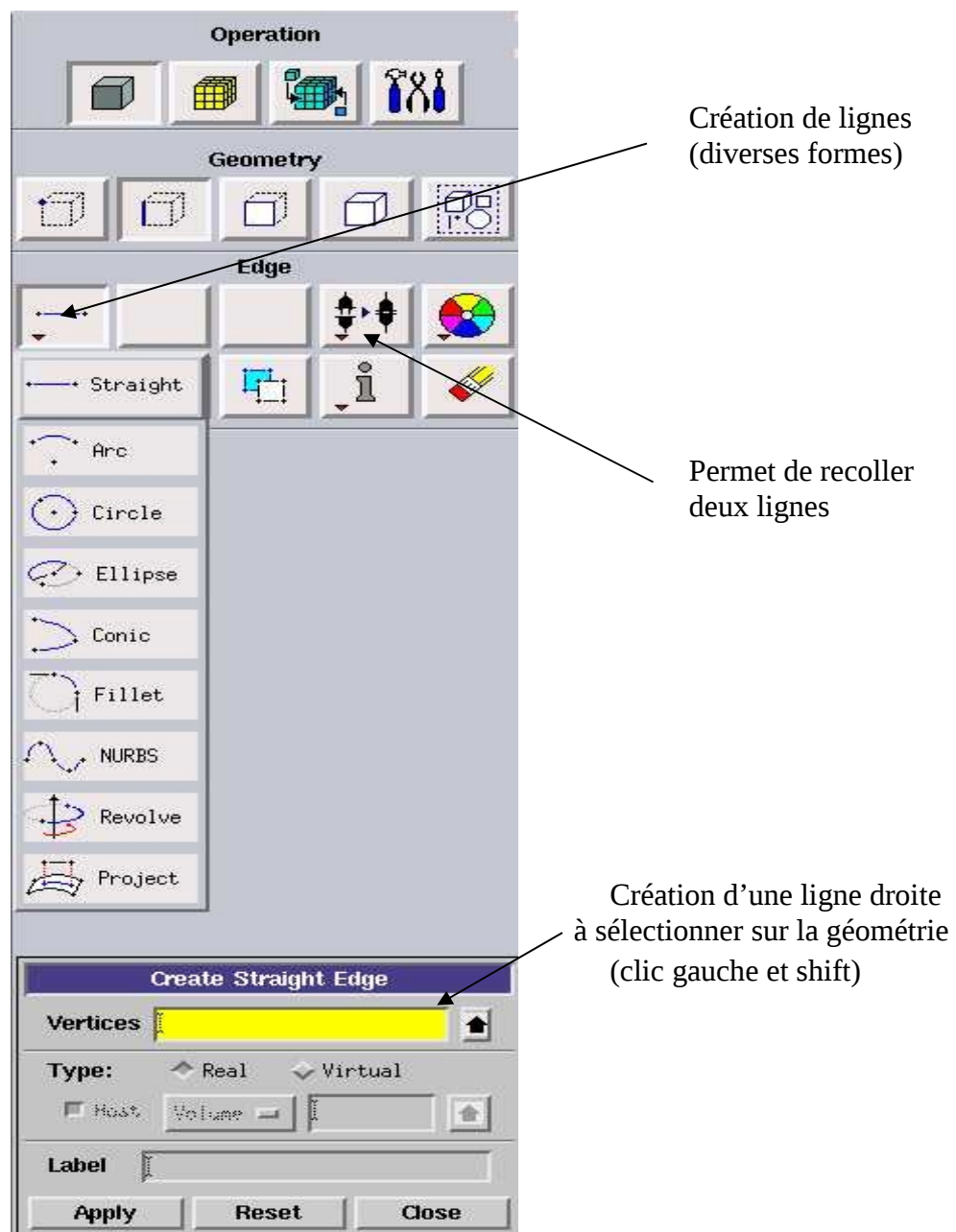


Figure IV-5 : Menu Ligne

✓ **Menu face :**

Ce menu nous permet de créer les faces soit à partir des points existants, avec toutes les géométries possibles, soit par face directement comme nous l'avons déjà.

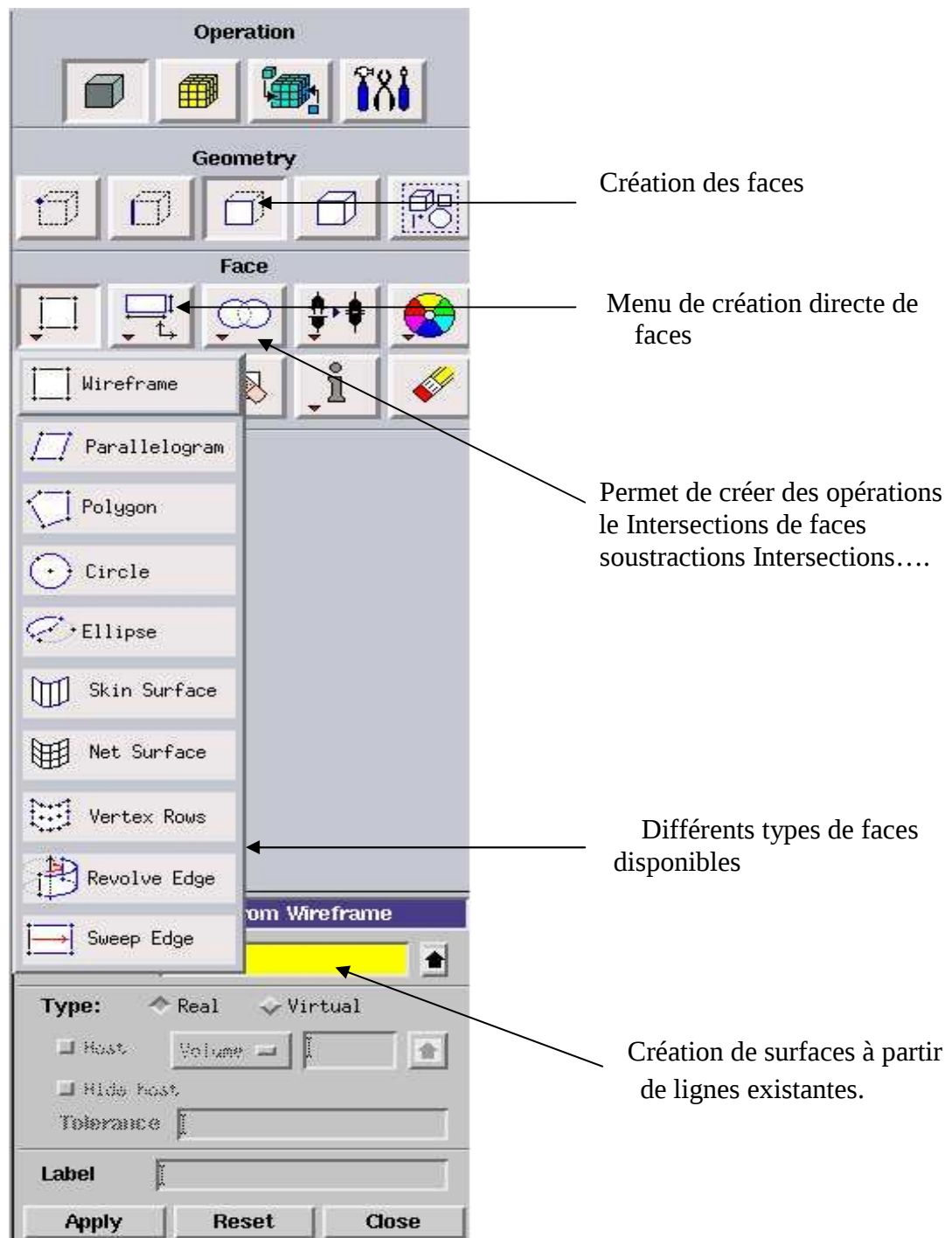


Figure IV-6 : Menu Face

✓ Menu volume

Pas de nouveautés, on retrouve les mêmes options que dans les menus précédents, appliquées aux volumes. On peut créer des volumes par translation de faces ou par rotation. On peut de même regrouper des faces pour en faire un volume (premier menu déroulant). Ce dernier cas est obligatoire si on a une géométrie non construite avec des volumes existants. A noter aussi la possibilité de faire des intersections de volumes (ce qui donne des nouvelles faces) ou des extrusions entre les volumes grâce à l'option en dessous du mot volume.

Il est indispensable de créer des volumes sous Gambit même si toutes les faces existent car, pour mailler un espace en 3D, le logiciel requière un volume global pour mailler l'intérieure.

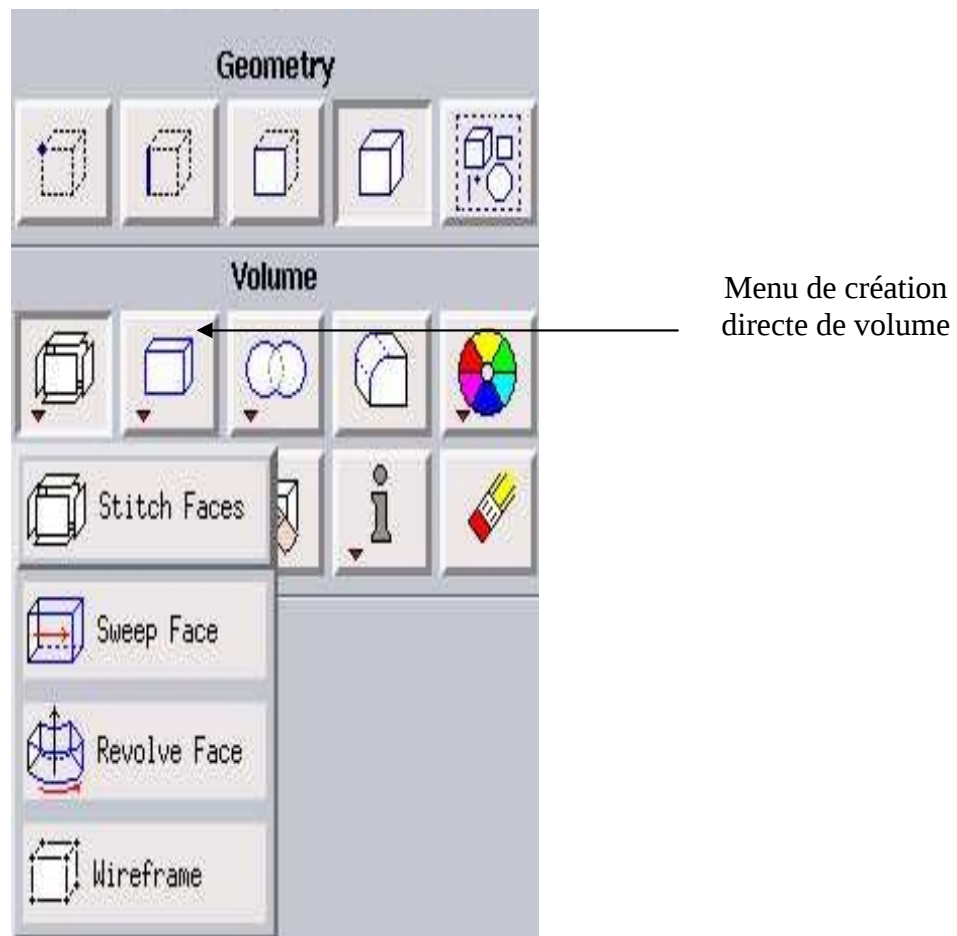


Figure IV-7 : Menu volume

✓ Menu maillage

Ce menu permet de mailler en particulier une ligne de la géométrie, à savoir disposer les nœuds avec des conditions particulière (utilisation d'un ratio pour modifier la pondération du maillage, application de formes différentes de maillage).

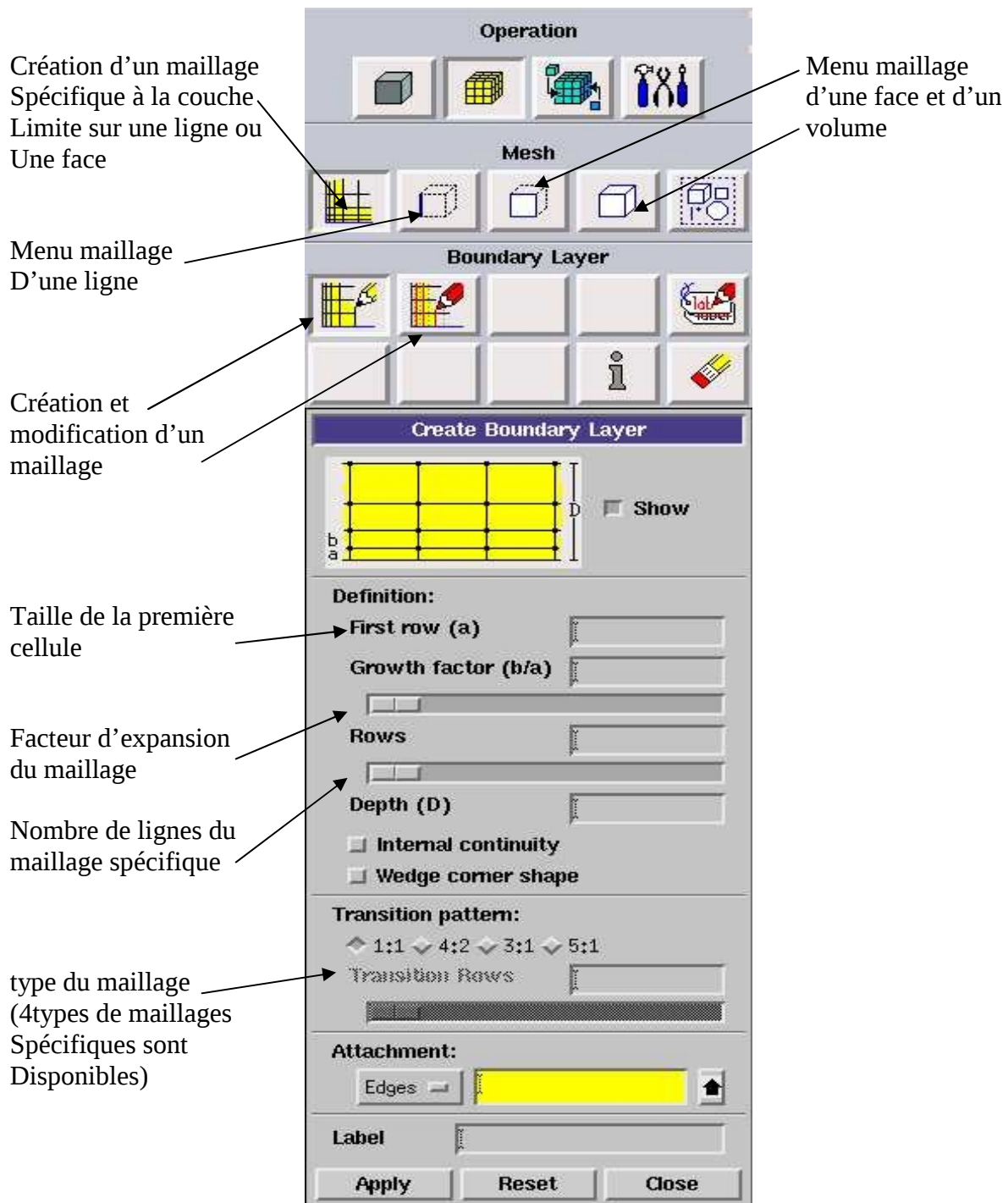


Figure IV-8 : Menu Maillage spécifique pour la couche limite

Il n'est pas nécessaire de mailler les arêtes avant de mailler le volume si on ne désire pas utiliser une pondération des nœuds sur les lignes. En effet, Gambit peut mailler un volume ou une face (en structuré ou en non structuré) avec un pas d'espace fixe pour l'ensemble de la géométrie.

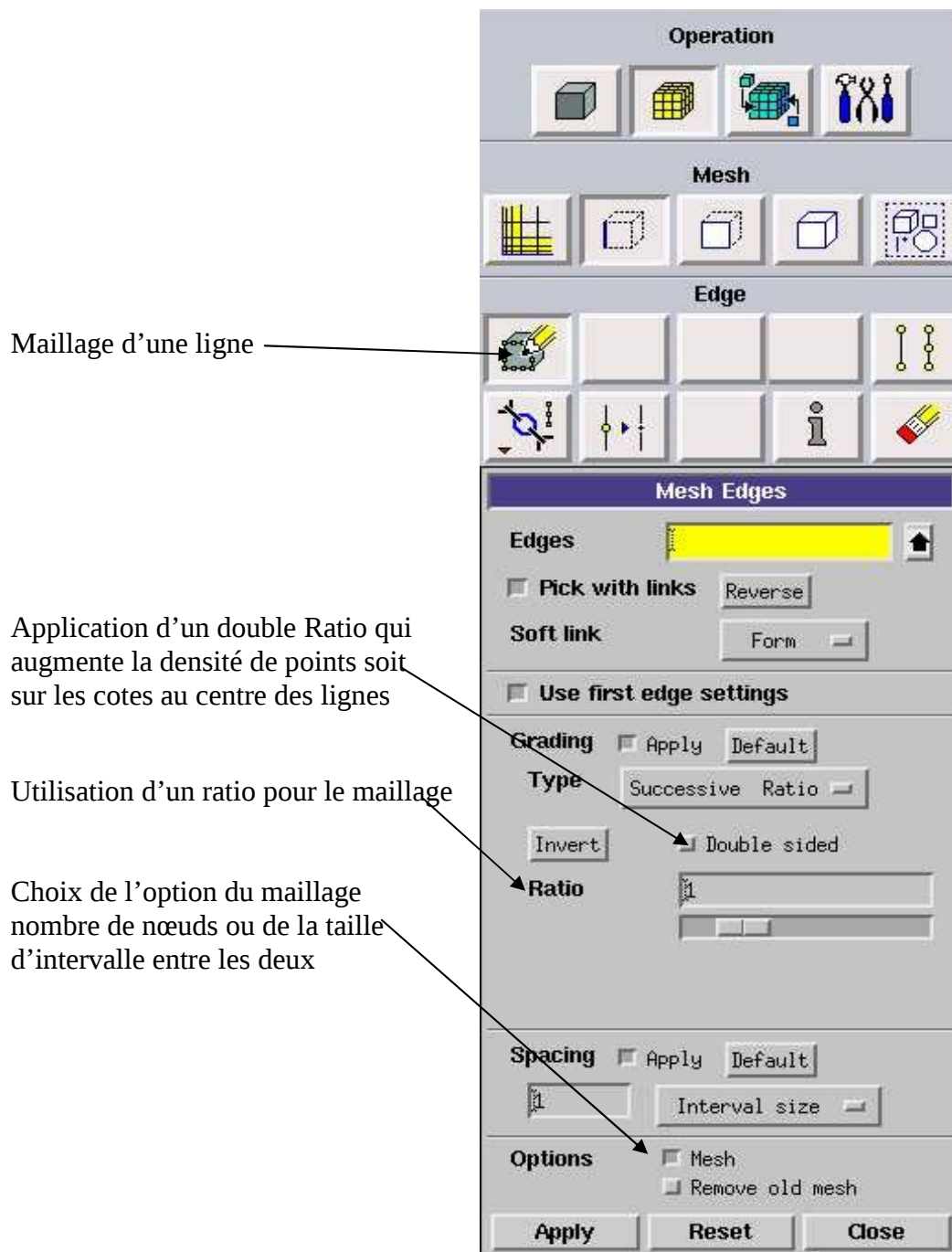


Figure IV-9 : Menu maillage d'une ligne

✓ Maillage d'une face et d'un volume

Ces deux menus sont fondamentaux pour la création d'un maillage dans un domaine. On peut encore une fois fonctionner de deux façons : soit avoir un volume et le mailler régulièrement sans avoir maillé les arêtes (plus rapide mais impossible à maîtriser), soit utiliser le maillage défini sur les lignes pour mailler le volume.

Il est possible que dans certaines géométries complexes Gambit refuse de mailler un domaine en structuré. Dans ce cas, deux solutions sont possibles : soit de mailler en non structuré, soit de définir des "sous-domaines" dans lesquelles la géométrie est assez cartésienne pour permettre un maillage structuré

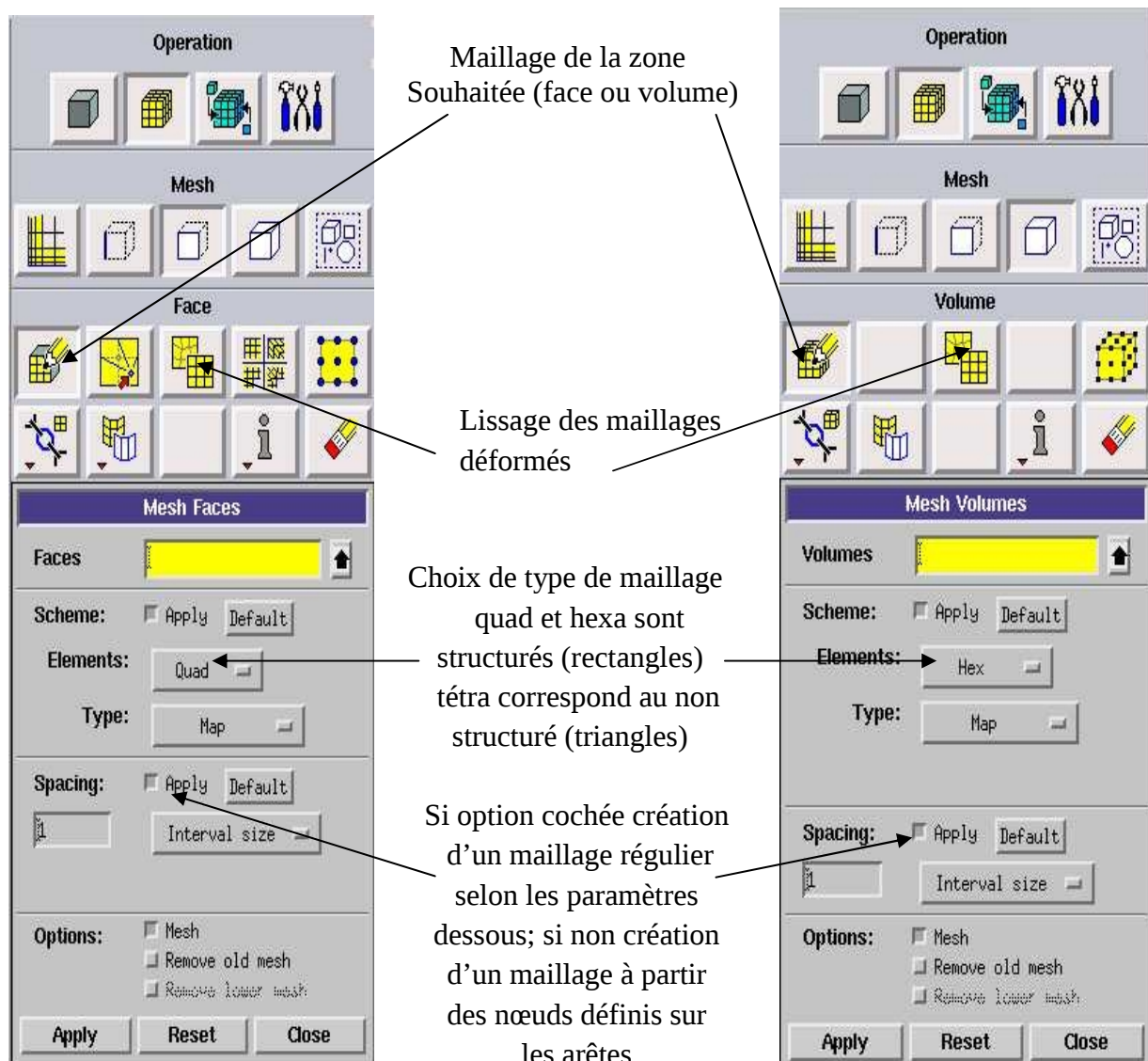


Figure IV-10 : Maillage d'une face et d'un volume

✓ Conditions aux limites

Ce menu permet de définir les conditions physiques aux limites du domaine, à savoir si les lignes (en 2D) ou les faces (en 3D) sont des entrées, des sorties de fluide, des surfaces libres, des axes de symétries, des murs...

Ici on ne définit que la nature, les valeurs de ces conditions (vitesses, températures...) seront à définir sous fluent.

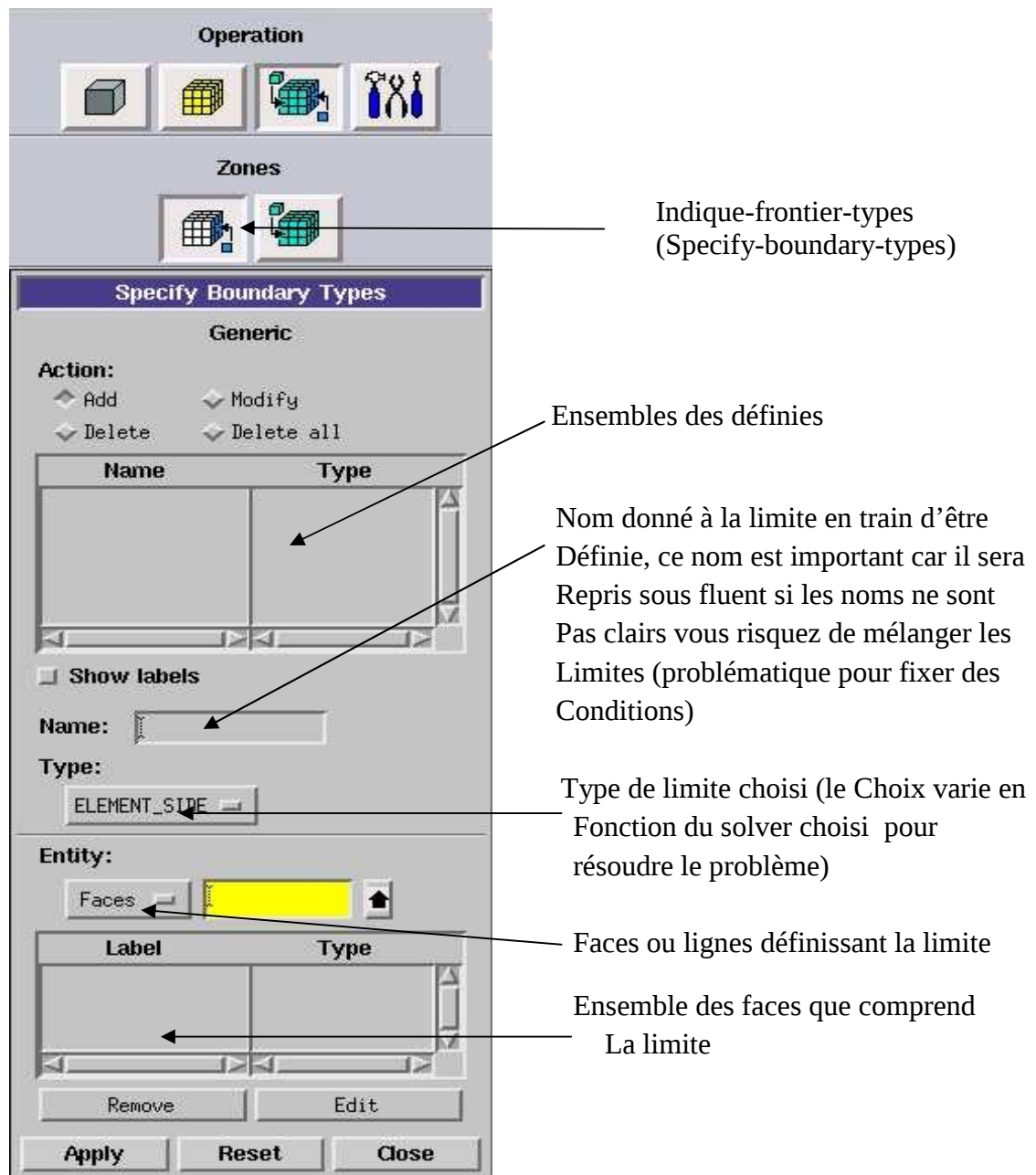


Figure IV-11: Conditions aux limites

✓ Exportation du maillage de Gambit

Une fois que la géométrie a été créée, que les conditions aux limites ont été définies, il faut exporter le maillage, en point. msh (mesh = maillage en anglais) pour que Fluent soit capable de le lire et de l'utiliser.

On peut ensuite fermer Gambit en sauvegardant la session (si on souhaite la rouvrir) et lancer Fluent.

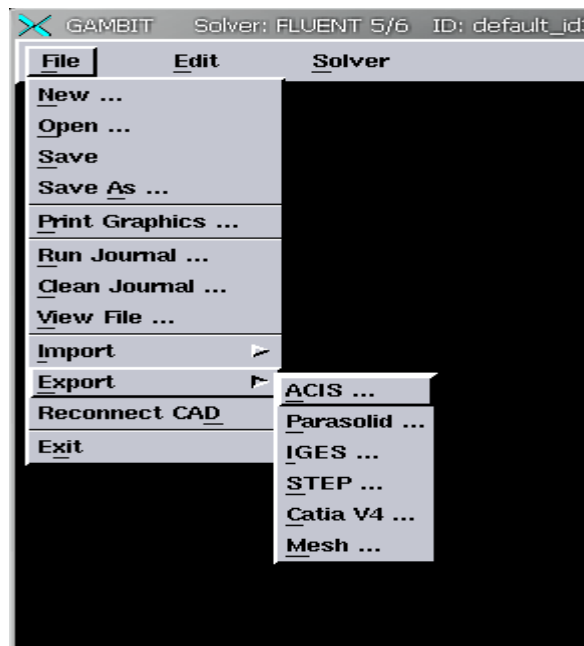


Figure IV-12: Exportation du maillage

✓ Exemples de géométrie et de maillage d'un canal de compresseur (mono étagée)

La figure suivante montre un maillage simple régulier en 3 dimensions d'un canal de compresseur.

En outre, Gambit n'est pas le seul meilleur commercial mais c'est un des plus utilisé et des plus connus car il est très simple d'utilisation. En revanche, il peut se révéler limité dans le cas de géométries ou de maillages complexes.

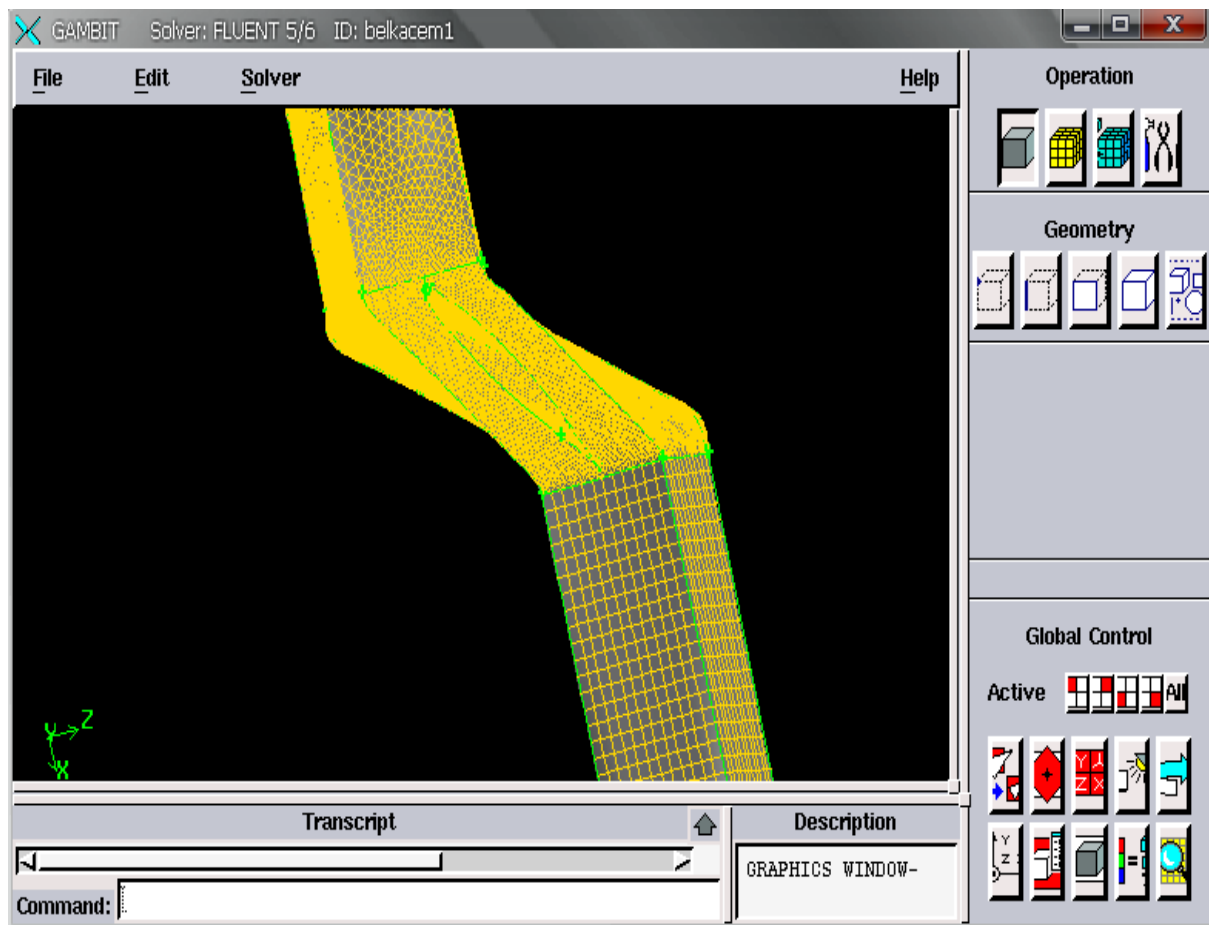


Figure IV-13: Exemples de géométrie et de maillage

IV.2.2- L'utilisation de Fluent

Fluent est un code CFD (Computational Fluid Dynamics) commercial très utilisé dans l'industrie car il est assez simple à utiliser. Il permet de résoudre les écoulements fluides (champs de vitesses, de température...) mais aussi de faire de la combustion. Il ne sera présenté que les fonctionnalités de base de fluent dans cette présentation. La première chose à faire quand vous entrez sous fluent est de choisir le type de résolution que Fluent va avoir à faire : résolution 2D ou 3D puis d'ouvrir ou d'importer un maillage (fichier.msh), et ce en suivant la procédure suivante

Ensuite l'utilisation de Fluent est simple, il suffit de suivre l'ordre des menus en partant de la gauche pour aller vers la droite.

File → **Import** → **Case.**

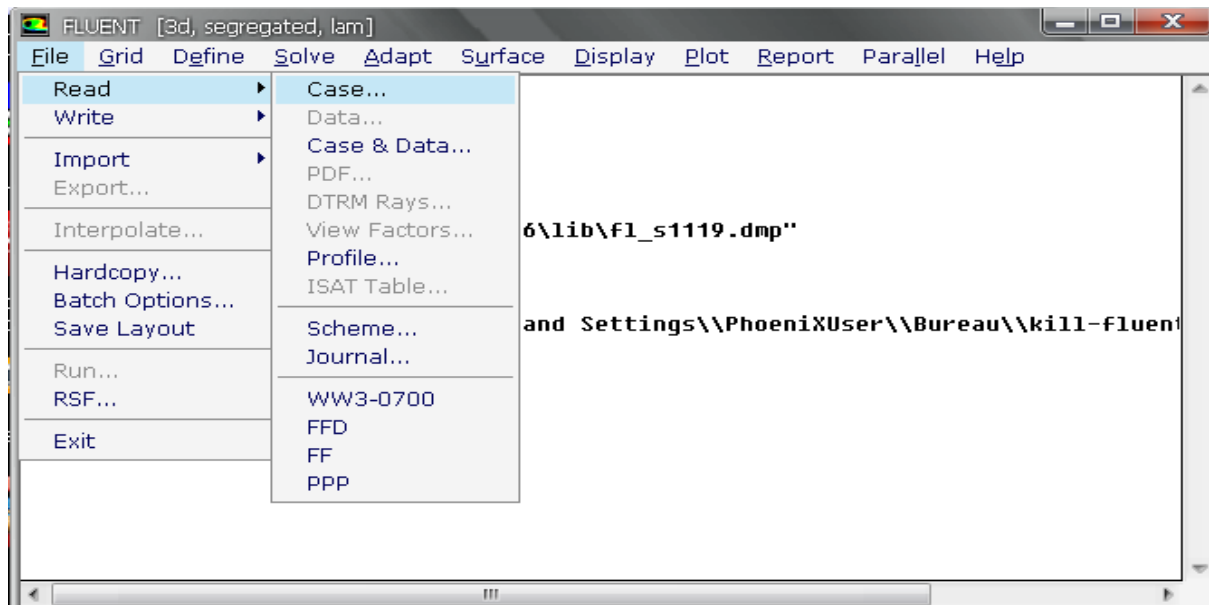


Figure IV-14: interface pour lecture des fichiers

IV.2.2.1- Vérification du fichier lu

Le premier menu que nous allons étudier est le menu *Grid*. La première chose à faire est d'utiliser l'option *Check* afin de vérifier si le maillage importé comporte des anomalies comme des problèmes de jointure entre les différentes surfaces du maillage.

Grid → **check**

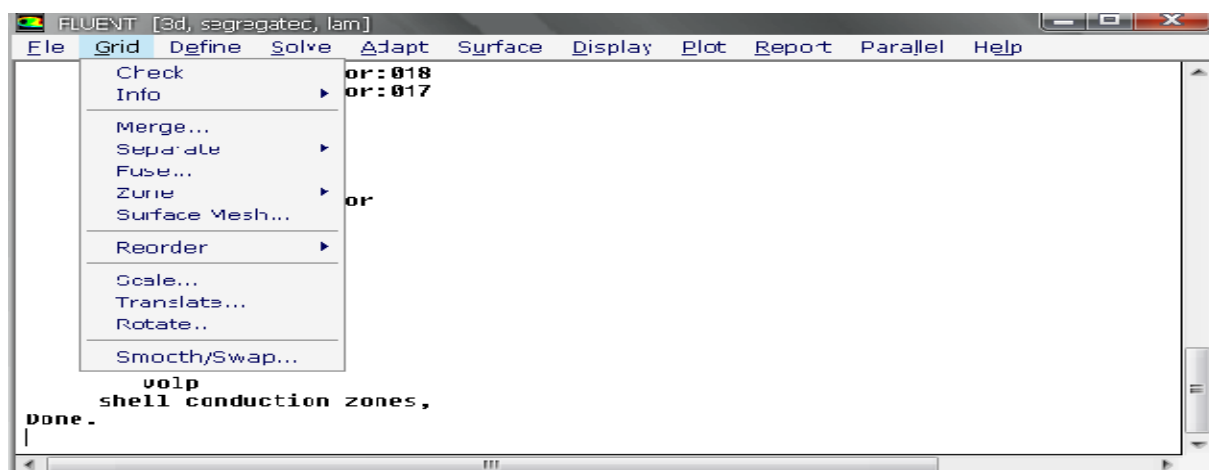


Figure IV-15: interface pour vérification du fichier ouvert

IV.2.2.2- Changement d'unité

Pour choisir l'échelle d'étude du maillage et par conséquent réfléchir en nombres adimensionnels, il faut utiliser l'option *scale* (choix est très important car souvent suivant les dimensions du domaine, les phénomènes mis en jeu ne sont pas les mêmes).

Grid $\longrightarrow$ Scale

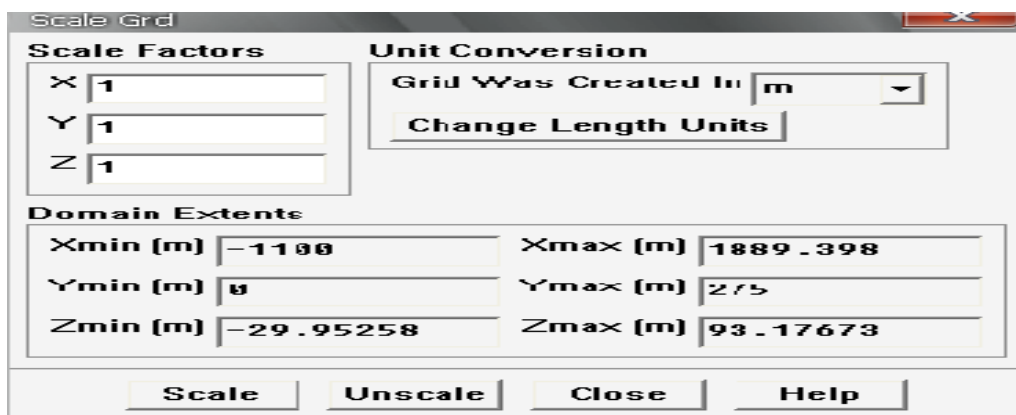


Figure IV-16: interface changement d'unité

Il est possible de vérifier tout de suite la forme de la grille en cliquant sur *Display* et ensuite sur *Grid*. On peut de cette façon vérifier que la géométrie correspond bien à ce que l'on veut.

Display $\longrightarrow$ Grid

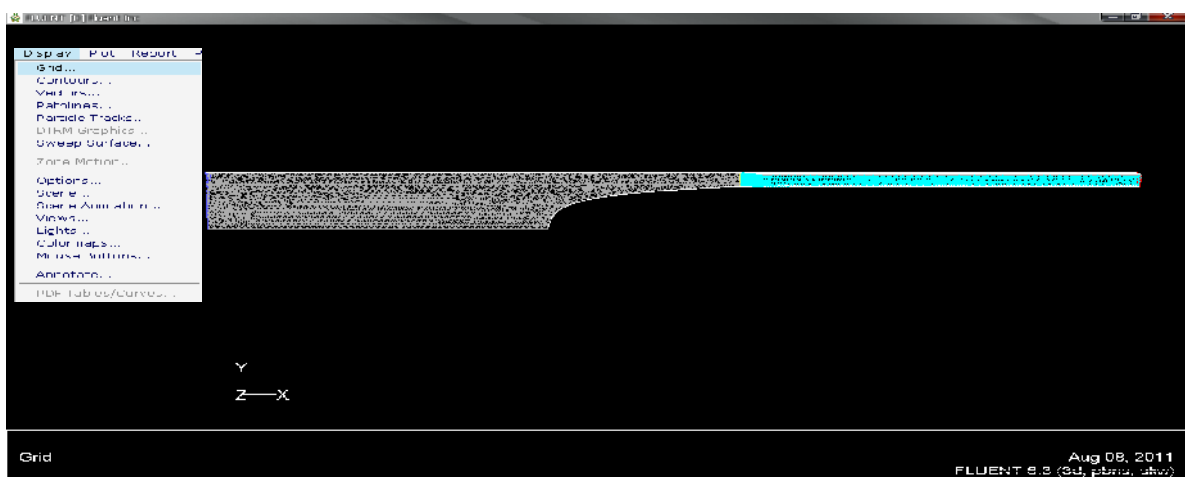


Figure IV-17: interface forme de la grille

Le second menu que l'on va utiliser est le menu *Define*. La démarche à suivre est de partir des options du haut du menu secondaire et de descendre au fur et à mesure.

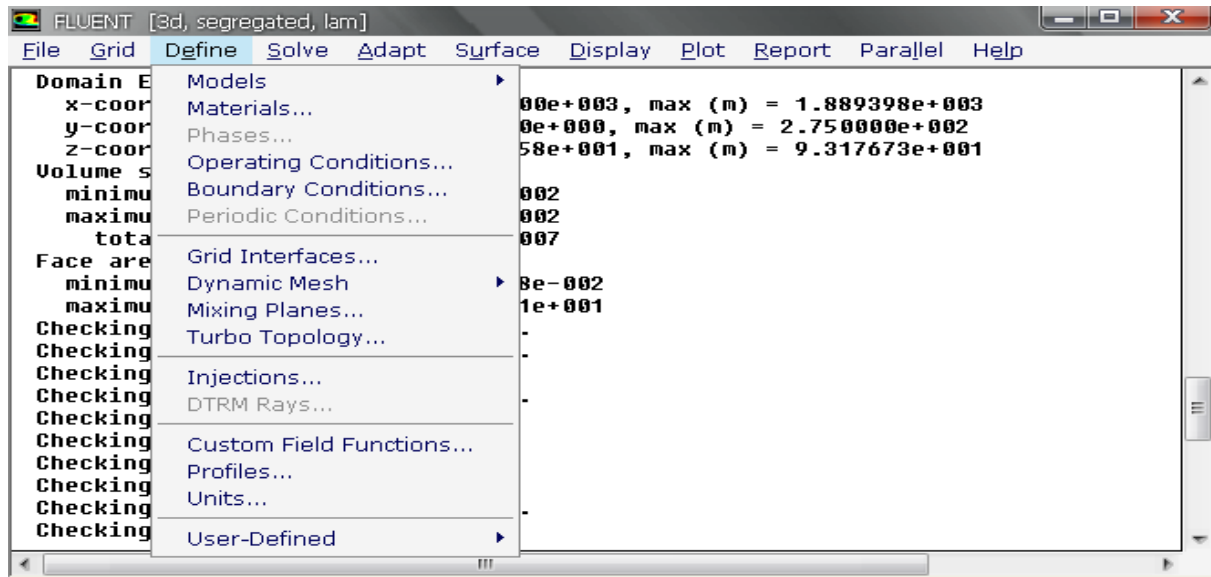


Figure IV-18: Menu define

IV.2.2.3- Définition des différents aspects

Nous trouvons donc l'option *Models* qui se décompose aussi en un autre menu. *solver* permet de choisir le type de *solver* que l'on souhaite utiliser (implicite, explicite, stationnaire, 2D ou 3D...).

Define → Models → Solver

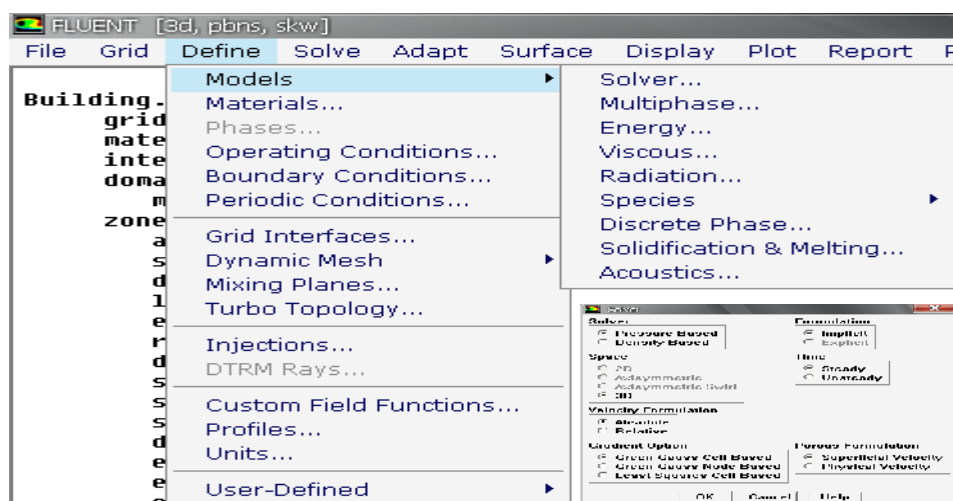


Figure IV-19: interface définition des différents aspects du problème

Viscous permet de choisir le modèle de turbulence que l'on va prendre pour résoudre le problème (laminaire, $k-\epsilon$, $k-\omega$, LES...).

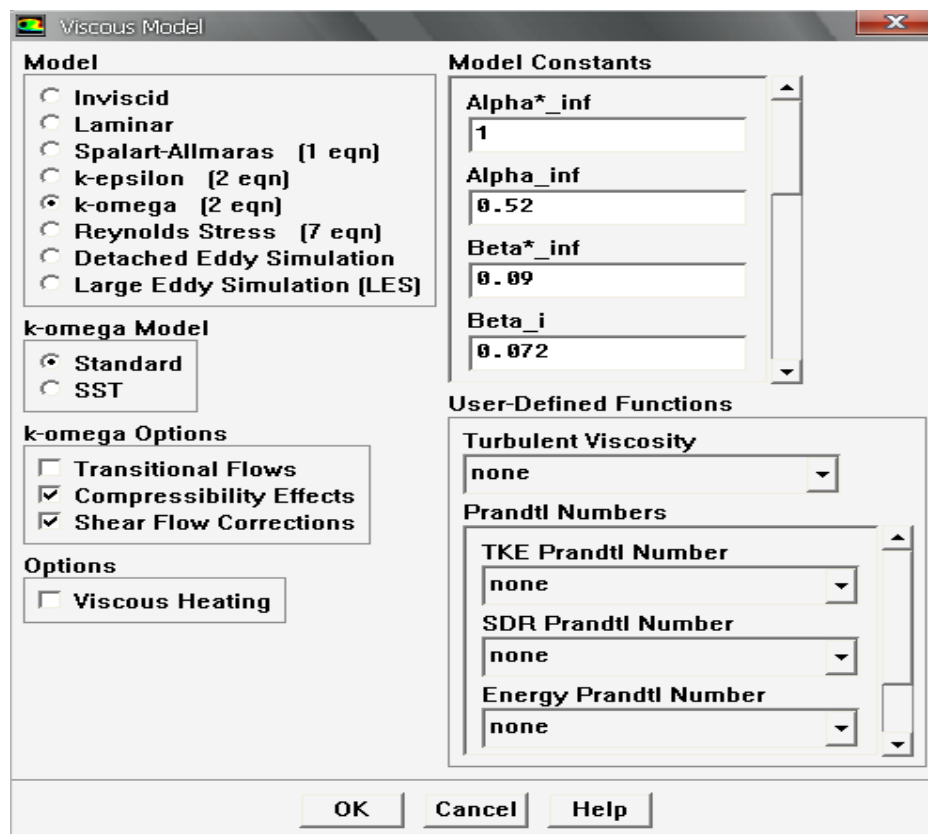


Figure IV-20: interface définition du régime d'écoulement

Energy permet de choisir si oui ou non on doit faire intervenir l'équation de l'énergie dans la résolution du système (dès qu'un gradient de température intervient dans les phénomènes il faut utiliser cette équation pour d'une part observer une solution réaliste mais aussi souvent pour faciliter la convergence).

IV.2.2.4- Propriétés des matériaux utilisés

Dans le menu *Models*, se trouvent d'autres options telles que *radiation* qui sont à utiliser en fonction de l'énoncé du problème. Vient ensuite le sous menu *Materials* qui permet de choisir le fluide qui va être étudié dans le cas de l'étude.

Define → Materials

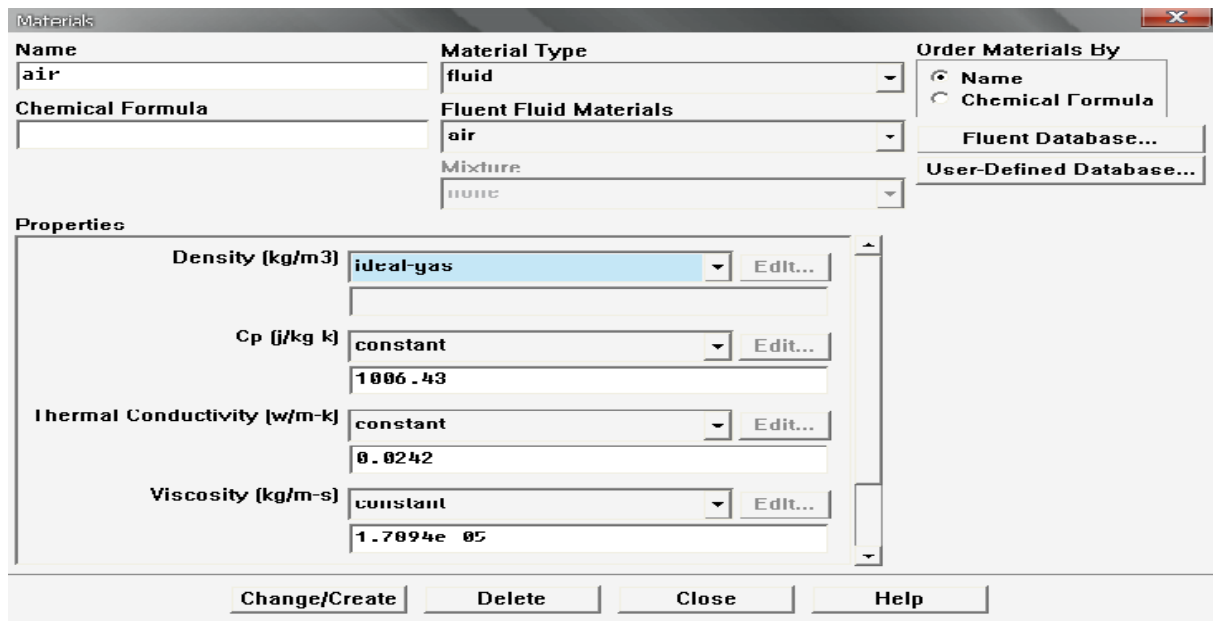


Figure IV-21: interface propriété des matériaux

IV.2.2.5- Définition des conditions opératoire

Le sous-menu suivant est *Operating Conditions* qui permet de fixer les conditions de fonctionnement (gravité, pression de référence...).

Define → Operating Conditions

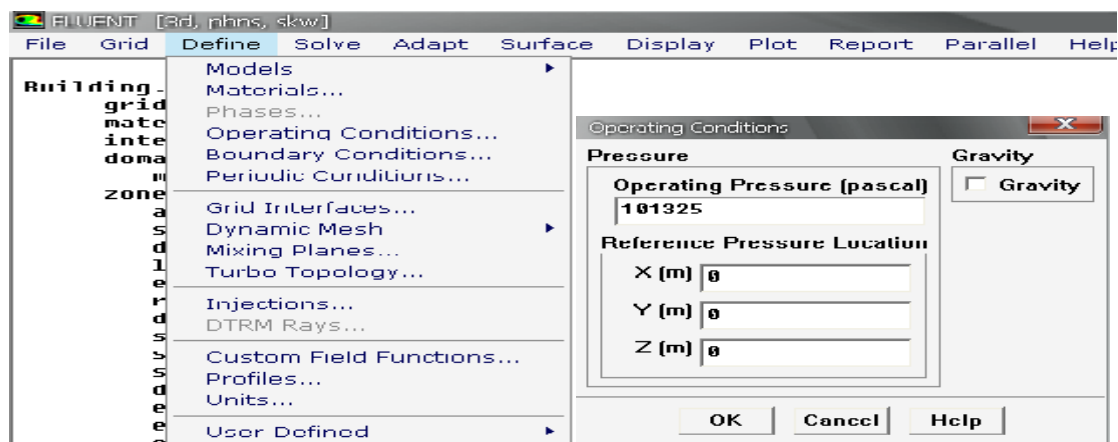


Figure IV-22: interface Operating Conditions

IV.2.2.6- Les conditions aux limites à l'entrée

Le dernier sous-menu utile est *Boundary Conditions* qui sert à fixer les conditions aux limites du problème. On a précédemment vu que les limites physiques sont déjà rentrées sous Gambit, cependant on doit les expliciter et leur donner une valeur sous Fluent (ceci montre que même si l'on a fait une erreur de condition sous Gambit, on peut encore tout modifier sous Fluent). Pour une entrée de fluide, on fixe la vitesse ainsi que le niveau de turbulence ; pour un mur on peut fixer soit un flux constant, soit une température constante et bien d'autres possibilités (telles que la rugosité du mur par exemple).

Define → Boundary conditions

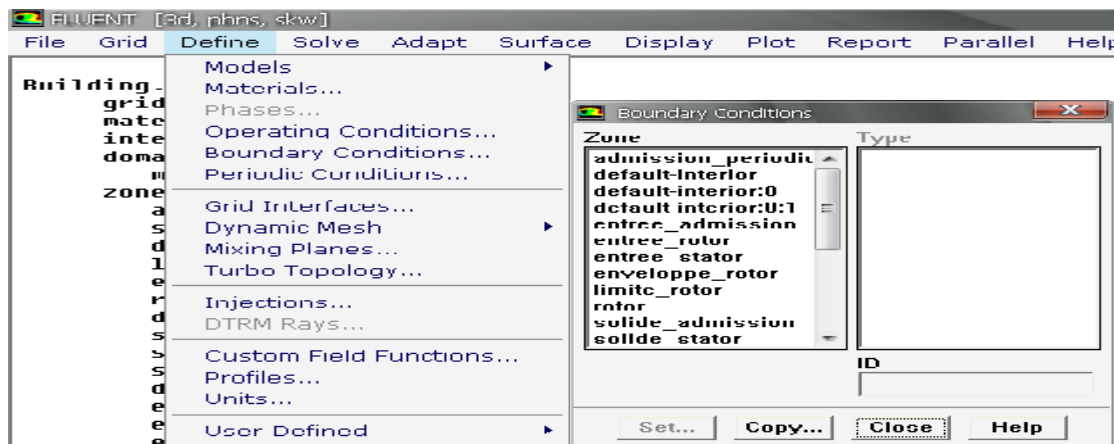


Figure IV-23: interface Boundary Conditions

IV.2.2.7- Initialisation des calculs

Maintenant que la géométrie est en place, nous pouvons paramétrer et initialiser le *solver* de Fluent dans le menu suivant : le menu *Solve*.

Le premier sous-menu est le menu *Control* qui comprend tout d'abord l'option *solution*. C'est grâce à cette option que l'on va pouvoir entrer les différents facteurs de sous-relaxation du système : pression, température etc.... Ces facteurs peuvent être modifiés au cours de la résolution. Leur principal intérêt est de forcer la solution à converger : en les baissant, on diminue la vitesse de convergence mais on l'améliore (encore que ces constatations soient valables en générales, mais pas nécessairement dans tous les cas).

Solve → Control

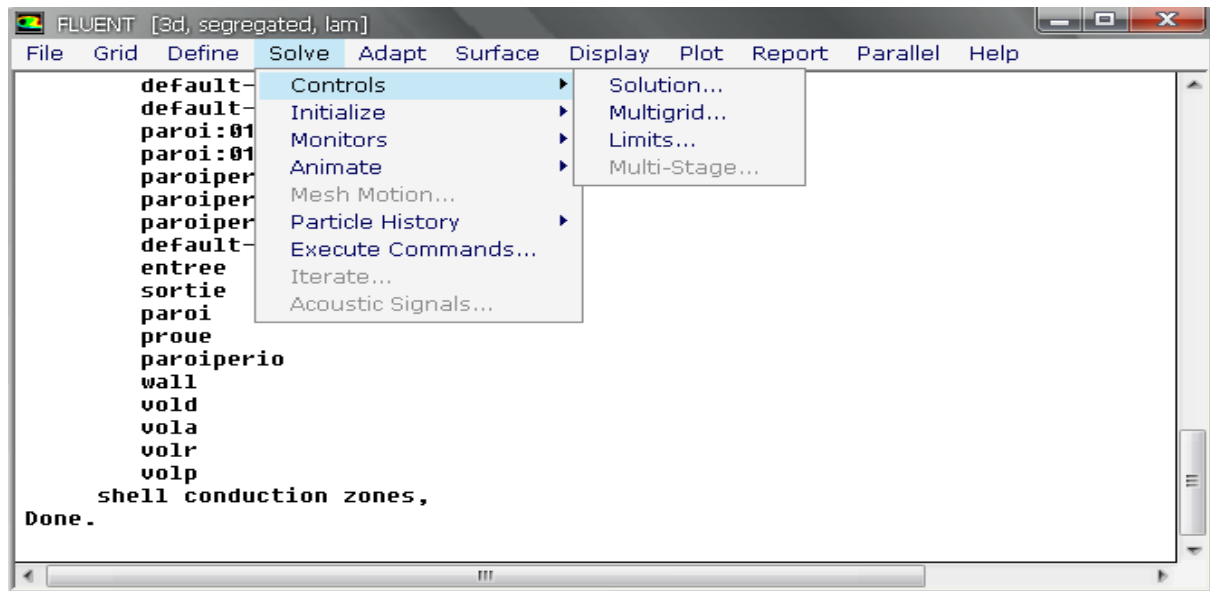


Figure IV-24: sous- menu Control

L'autre sous-menu de *Solve* est Initialise. Ce menu permet de fixer les conditions initiales du système telles que les vitesses initiales suivant x, y et z par exemple, ainsi que la température du fluide (si l'équation de la chaleur est résolue).

Solve → Initialise → Compout from

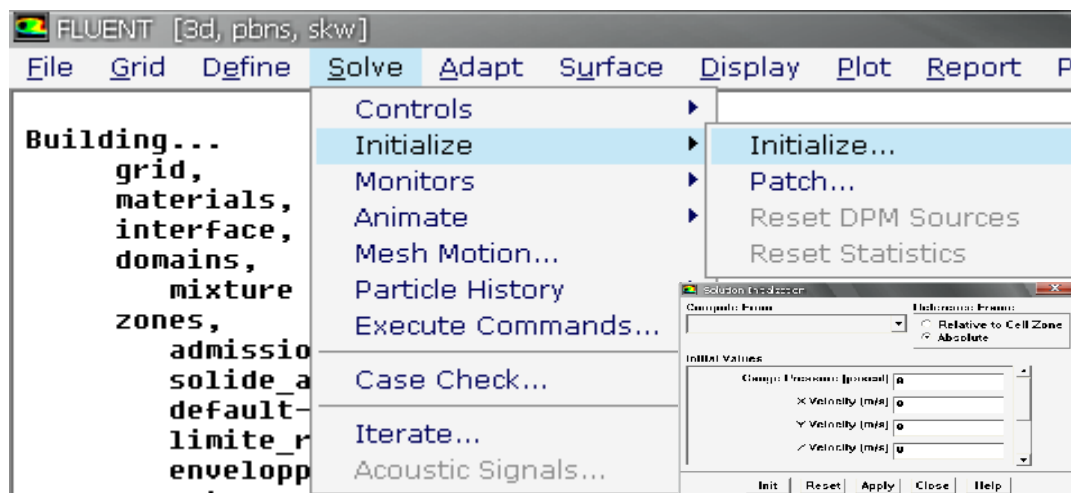


Figure IV-25: interface initialisation des calculs

Monitors est le sous-menu suivant. L'option qu'il contient et qu'il faut bien utiliser est l'option *Residual* ; dans cette option il faut d'abord cocher *plot* afin d'afficher graphiquement l'évolution des résidus en fonction des itérations successives (cela permet d'avoir une vue global de l'évolution de la convergence). Cette option permet aussi de choisir le nombre d'itérations que l'on veut faire pour résoudre le système et aussi la valeur limite des résidus que l'on veut se fixer. Cela marche exactement comme un critère de convergence. La valeur de ces critères est au choix de l'utilisateur, mais il est conseillé (si la convergence n'est pas trop longue) de diminuer ces critères au maximum (10^{-5} ou 10^{-6} par exemple).

Solve → Monitors → Residual

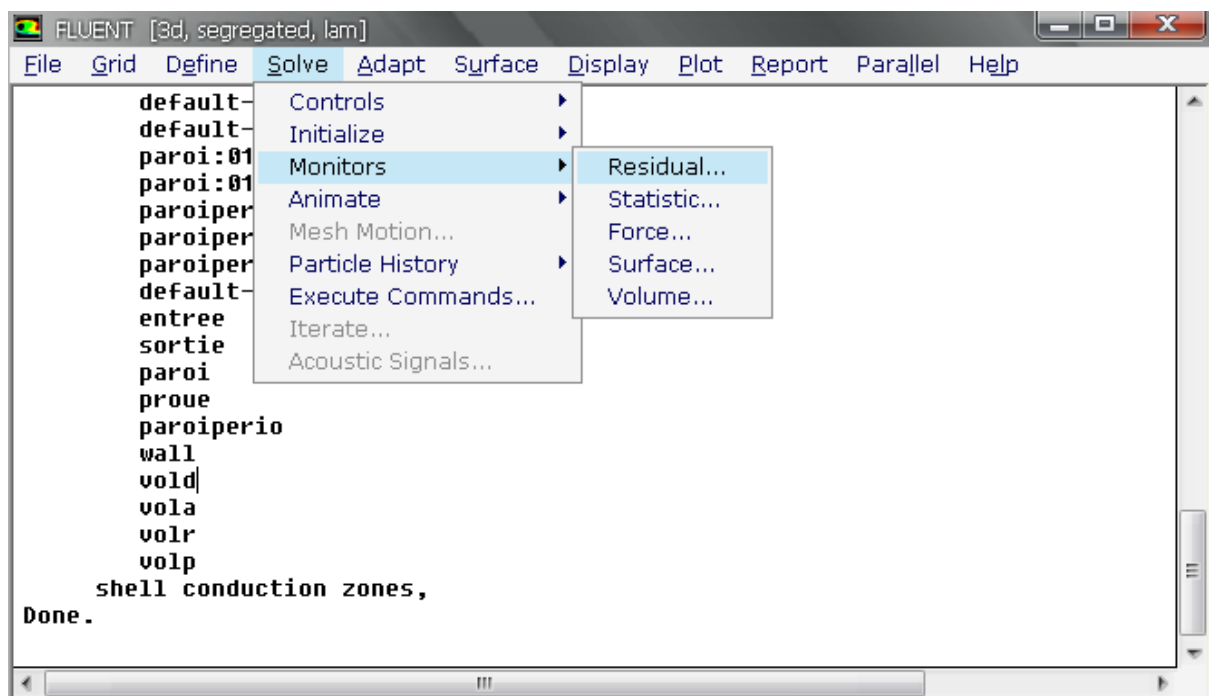


Figure IV-26: sous- menu residual

Une fois que tout cela a été fait, il ne reste plus qu'à lancer les calculs en choisissant le sous-menu *Iterate* et de choisir encore une fois le nombre d'itération maximum que l'on se fixe pour souhaiter que les résultats convergents.

Solve → Iterate

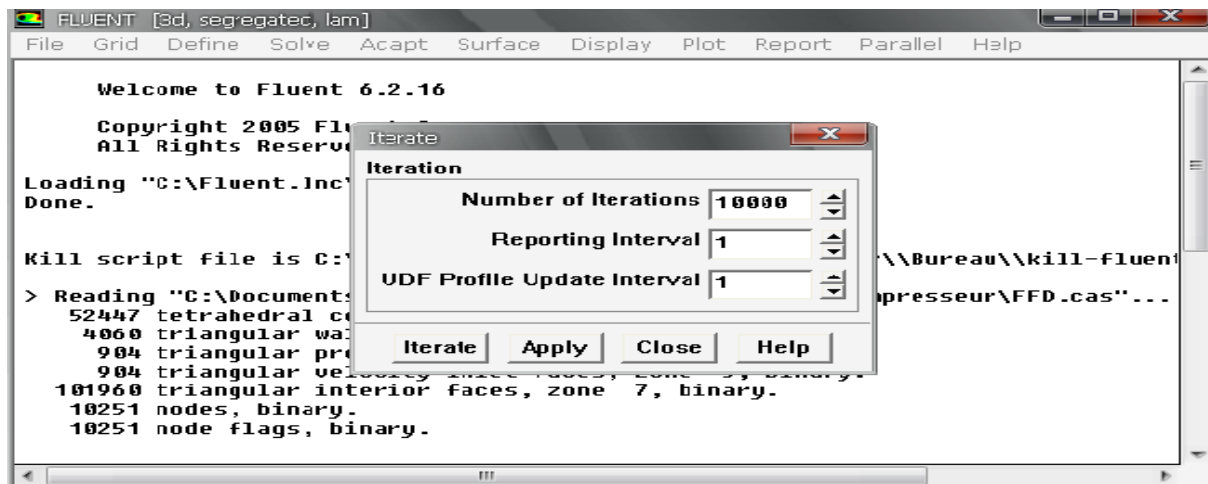


Figure IV-27: interface pour la commande Itérate

IV.2.2.8- Visualisation des résultats

Une fois que l'on estime que la convergence est atteinte, on peut visualiser les résultats grâce au post-traitement de Fluent. Principalement, on utilise le menu *Display* et les sous-menus contours et *velocity vectors*. Dans le premier, on observe les variations des variables (vitesse, température...) avec les iso-surfaces. Dans le second, les valeurs sont traduites par des vecteurs ; ceci est surtout utile pour la visualisation des vecteurs vitesse. Il est également possible dans ces menus d'observer les résultats sur les faces de la géométrie et pour les vecteurs de faire des projections

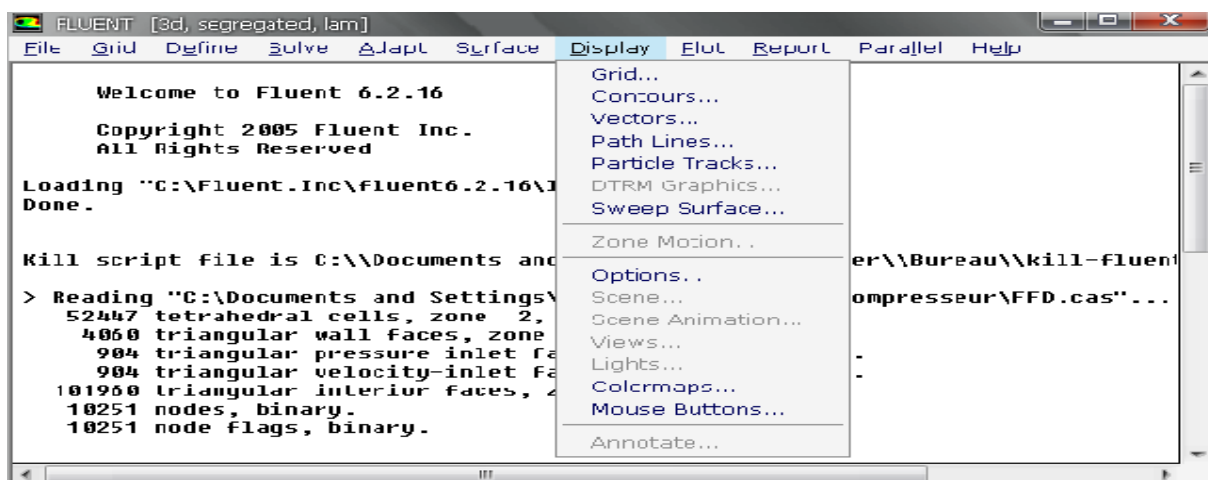


Figure IV-28: interface visualise des résultats

Pour visualiser des zones précises du maillage (*lignes, plans...*), le menu Surface permet de créer des lignes ou de plans dans les géométries à partir de points. Ensuite on peut pour les plans, les choisir pour visualiser les contours ou les vecteurs et pour les lignes, on utilise les variables sur les lignes créées par l'utilisateur.

Pour exporter des images, on peut, soit faire une copie d'écran (de loin le plus simple), soit cliquer dans File, *hardcopy* et choisir *Tiff* pour créer une image Tiff de la fenêtre actuellement affichée (l'utilisateur peut choisir diverse options comme couleur ou noir et blanc...).

Menu *Plot*, qui offre la possibilité de faire des graphes en 2D de toutes L'enregistrement se fait simplement par *File, write, case & data* (si l'on veut tout sauvegarder, géométrie, données) ou seulement *data* (pour enregistrer juste les données, mais dans ce cas pour ouvrir ces données il faudra posséder un cas du système étudié).

CHAPITRE V

Simulation de l'écoulement sous fluen

V.1- Introduction

Le mailleur Gambit et le code de calcul Fluent sont des logiciels permettant de réaliser des simulations 2D ou 3D en mécanique de fluide allant de la construction du maillage avec Gambit à la résolution des équations de Navier Stokes et au post-traitement avec fluent. Largement répandus dans les études dans l'industrie (automobile, aéronautique, espace, etc....).

Le problème discrétisé (interface Gambit) est ensuite exporté vers l'interface Fluent qui subira l'exploitation de la méthode des volumes finis pour la résolution d'un système d'équation bien défini qui régit le problème.

Dans ce chapitre, nous allons simuler l'écoulement d'un fluide compressible autour d'une aube à travers un canal de compresseur axial CME2 de profil NACA65A012. On modifie l'angle de calage des aubages en fonction de rayon. Pour la tête de l'aube l'incidence de profil est de 53.9681° et pour le pied l'incidence de même profil est de 41.4096° , d'où leur forme vrillée. (**Figure V-1**)

Nous nous intéresserons ensuite à l'évolution de la vitesse dans différentes directions en particulier au champ de pression autour de l'aube ainsi qu'au coefficient de pression....etc.

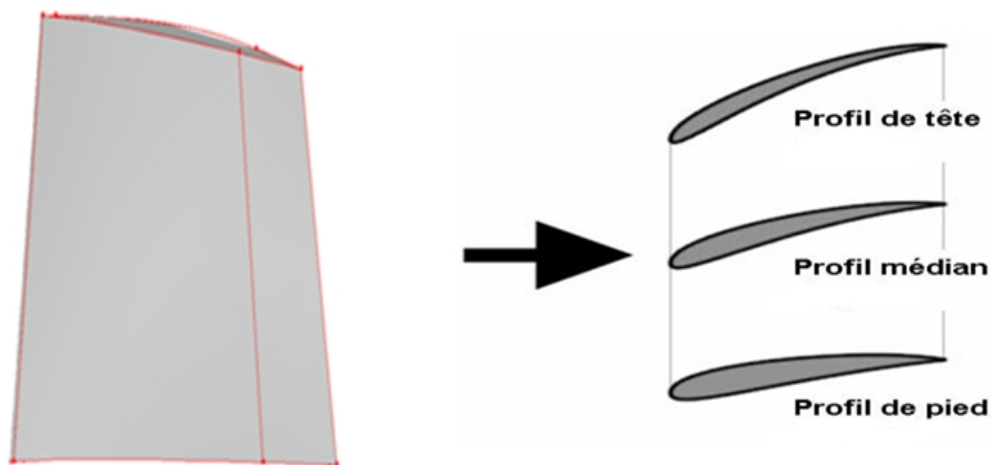


Figure V-1: évaluation du vrillage de l'aube du compresseur

V.2- Description de la géométrie

Il s'agit d'un canal de compresseur axial CME2 (Figure V-2) de rayon du carter 0.275 m, d'une Longueur de l'étage 0.180 m et d'une hauteur d'aube de 6 mm et d'une épaisseur du jeu 5 mm. la vitesse de rotation de rotor est de 6500 tour/min. [1]

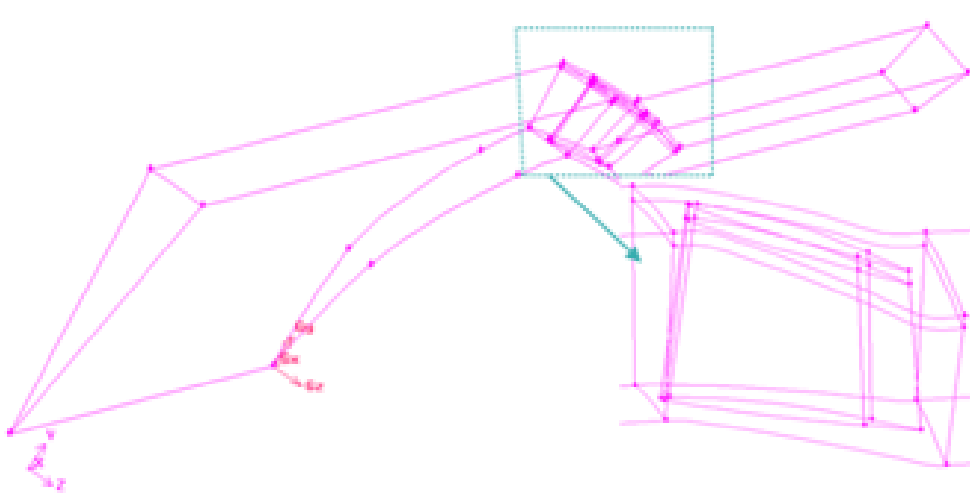


Figure V-2 : géométrie d'un canal de compresseur axial CME2

V.3- Le maillage

Gambit offre la possibilité de choisir le type de maillage. Pour notre géométrie, on a choisi un maillage triangulaire de pas 5cm pour le distributeur et le diffuseur dans le but de diminuer le temps de calcul, un maillage très affiné au niveau de rotor de pas 1cm dans le but d'obtenir des résultats précis.

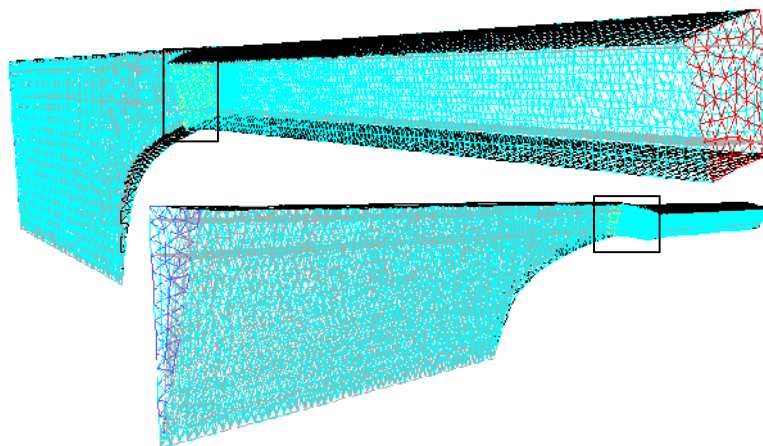
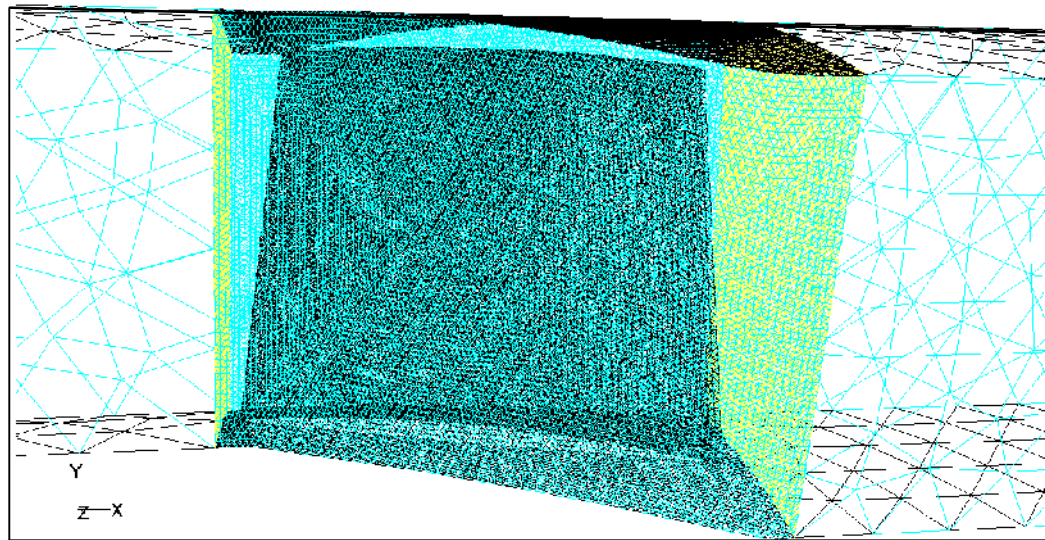


Figure V-3 : Maillage de la géométrie



Grid

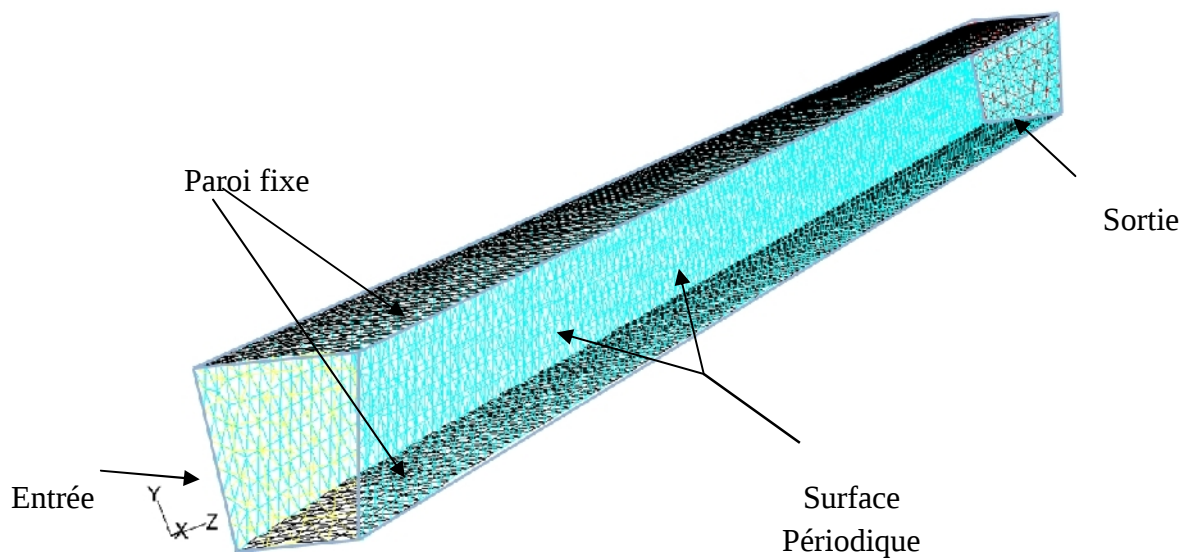
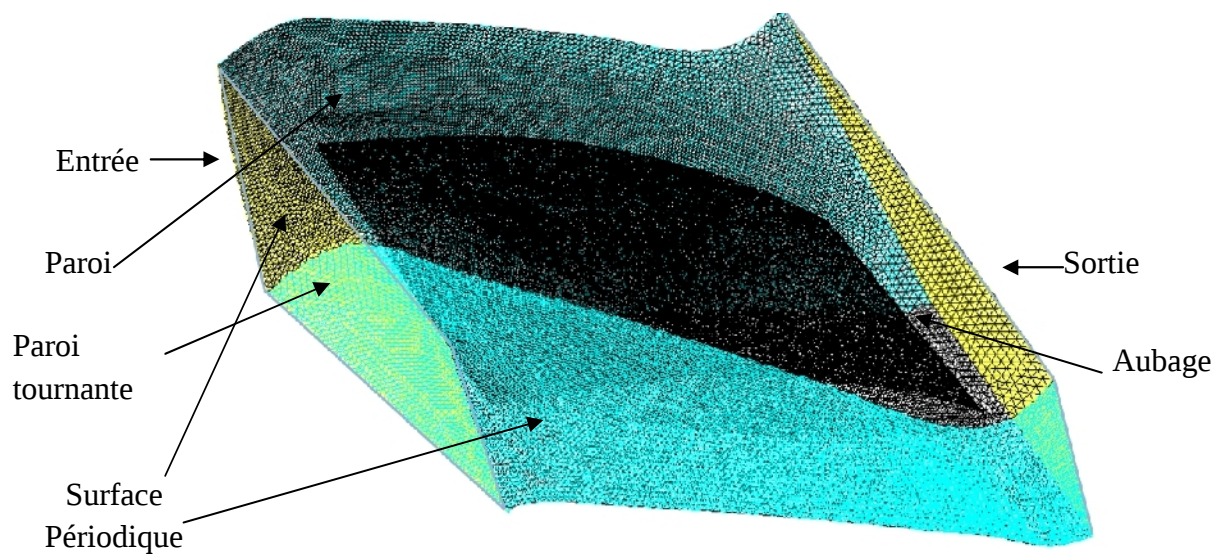
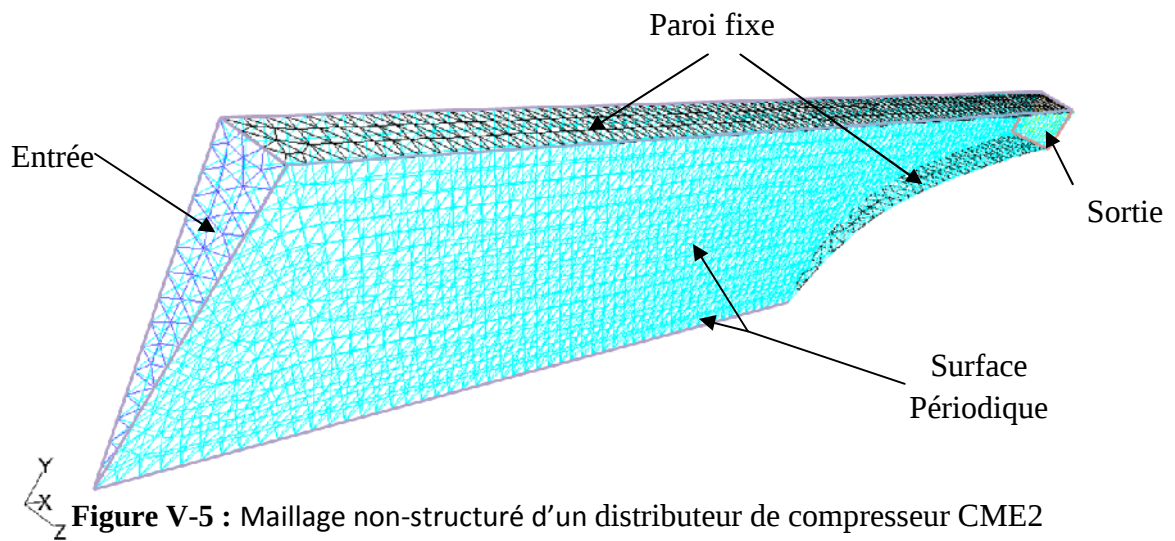
Sep 07, 2011
FLUENT 6.3 (3d, pbrns, skw)

Figure V-4 : vue agrandie de la géométrie considérée sous gambit

La qualité du maillage est ensuite vérifiée par la commande “ examine-Mesh ”

V.4- Génération du maillage et Conditions aux limites.

La première tâche à accomplir lors de la réalisation d'une simulation numérique consiste à définir le domaine de calcul, suivi par la création du maillage pour le domaine retenu. Cette étape peut être considérée à la fois comme la plus importante et la plus délicate dans ce travail préliminaire. En envisageant une réduction des coûts en termes de puissance de calcul et de temps d'exécution de chaque simulation, la considération d'éléments symétriques et l'application des conditions de périodicité constituent une pratique très courante. Pour l'étude des turbomachines, l'hypothèse d'écoulement axisymétrique permet la simplification du domaine de calcul à un seul canal interaubages. Les différentes frontières pour la modélisation d'un canal de compresseur axial CME2 sont schématisées sur les figures (V-5) et (V-6), (V-7).



Pour le logiciel fluent, les différentes frontières du domaine de calcul ont déjà été schématisées sur les figures (V-5) et (V-6), (V-7) , Ainsi, pour toutes les simulations, les conditions aux limites sont les suivantes :

- A l'entrée, l'air arrive dans le distributeur avec un débit de 0,367 kg/s et une température total de 288 k.
- A la sortie, on applique une condition de conservation de débit.
- périodicité : deux surfaces périodiques pour la simulation d'un canal.
- parois : parois tournantes (rotor) à la vitesse de rotation de 6300 tour/min (Voir figure V-8) et parois sont fixes (Voir figure V-9).

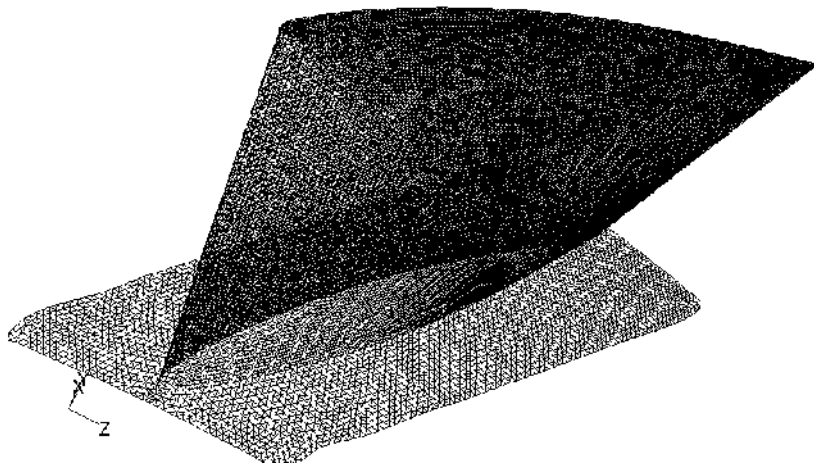


Figure V-8 : paroi tournante

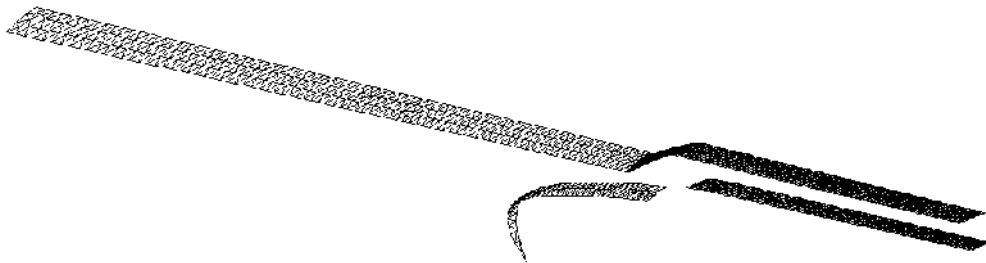
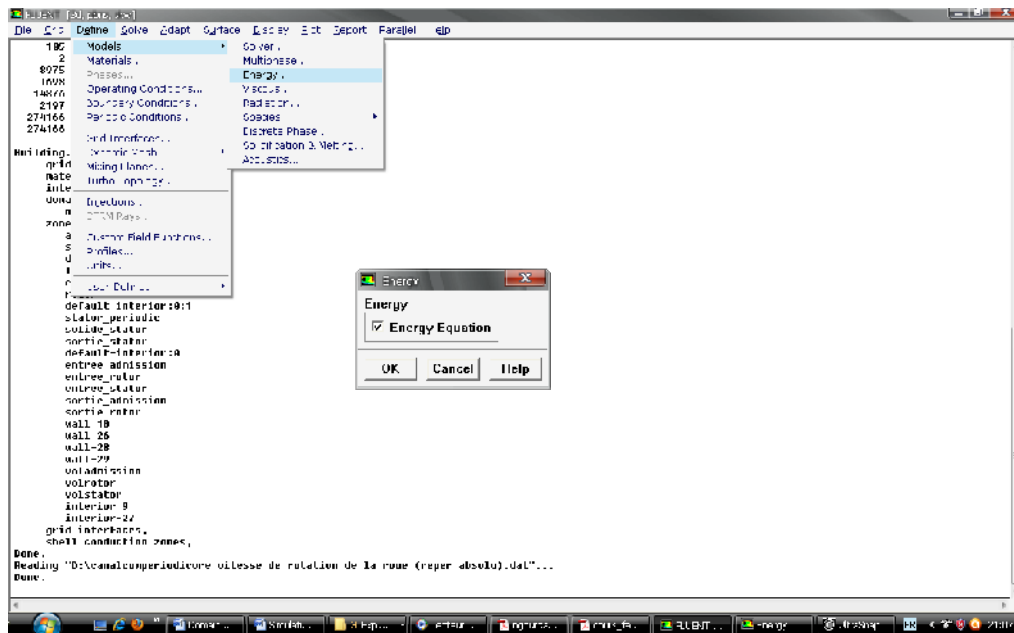


Figure V-9 : parois fixes

Une fois que la géométrie a été créée, que les conditions aux limites ont été définies la dernière étape sous gambit consiste à exporter cette géométrie vers fluent en utilisant la commande "export-mesh".

V.5- Régime d'écoulement de fluide

L'activation de la commande (Define-Models.Energy) permet de tenir compte de l'équation de l'énergie



Ensuite il s'agit de sélectionner le modèle de turbulence et pour notre cas on a opté pour le modèle à deux équations ($k-\omega$), un modèle recommandé pour les problèmes liés aux turbomachines (Figure V-10)

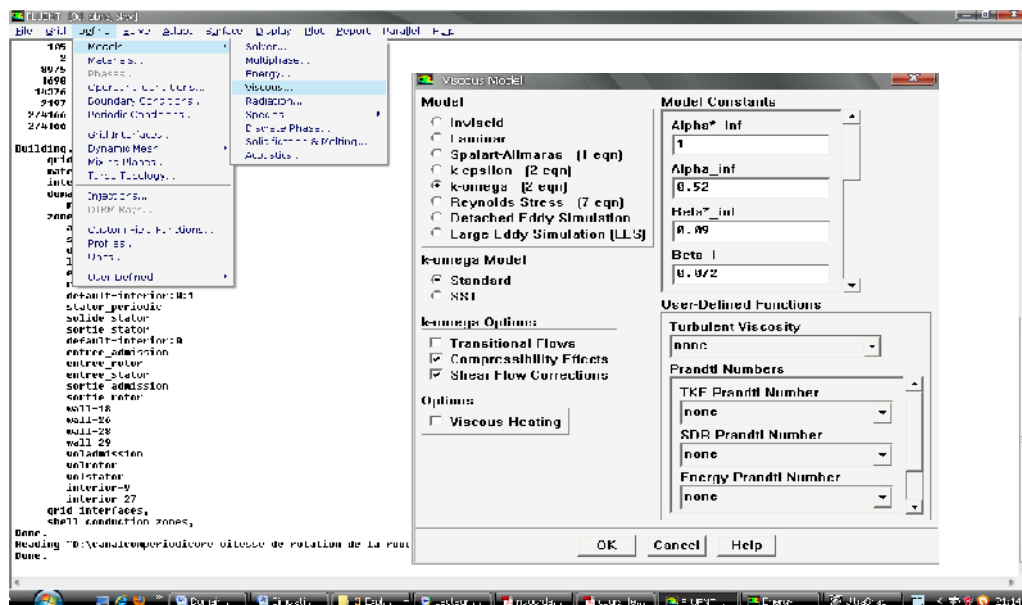


Figure V-10 : choix du module de turbulence

V.6- Propriétés des matériaux

Les parois sont constituées de matériau aluminium (al) qui a les propriétés suivantes :

Conductivité thermique : $\lambda = 202,4 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$

Capacité calorifique : $C = 871 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$

Masse volumique : $\rho = 2719 \text{ kg.m}^{-3}$

Dans l'espace annulaire, circule de l'air frais supposé gaz parfait qui a les caractéristiques suivantes :

Conductivité thermique : $\lambda_{\text{air}} = 0,0242 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$

Capacité calorifique : $C_p = 1006,43 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$

Viscosité dynamique : $\mu_{\text{air}} = 1,7894 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$

V.7- Le calcul itératif

V.7.1- Initialisation des calculs

Avant de lancer le calcul itératif, on doit d'abord commencer par l'opération d'initialisation de la vitesse d'entrée d'air, et la température d'entrée en activant la commande (initialize-solution- initialization)

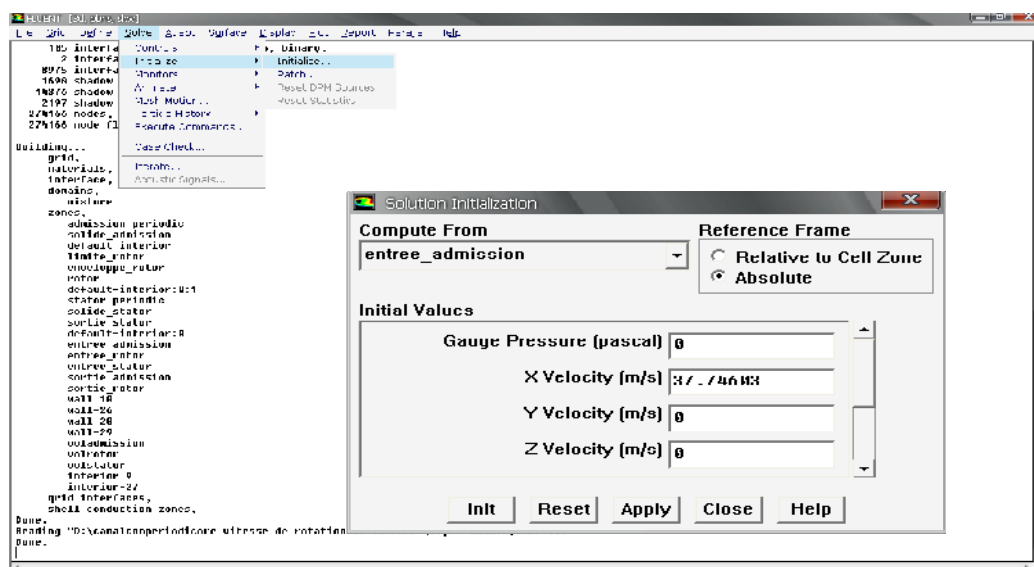


Figure V-11 : interface initialisation des calculs

V.7.2- Lancement des calculs Itératifs

Il s'agit ici de choisir les critères qui doivent être vérifiés pour que les calculs de la simulation s'arrêtent

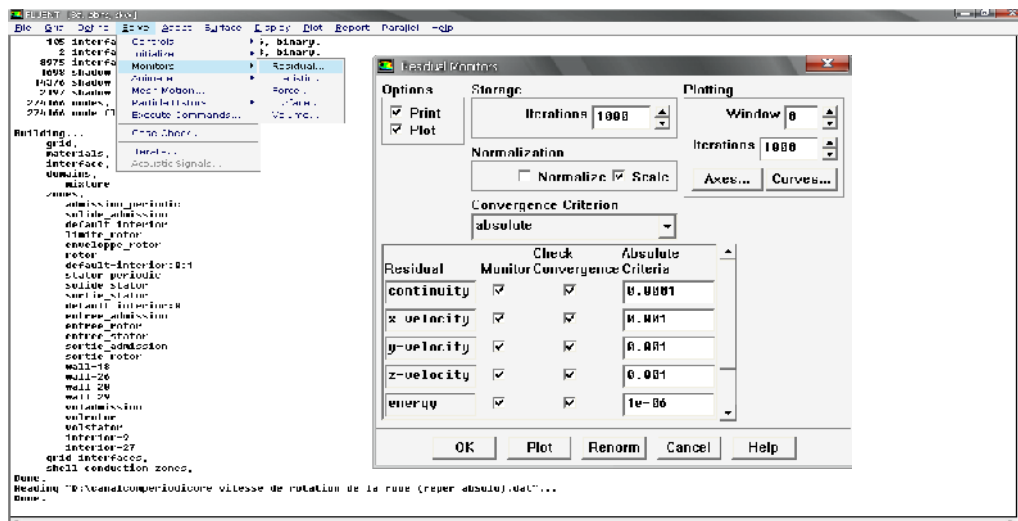


Figure V-12 : choix et affichage pendant les calculs des critères de

Une fois que tout cela a été fait, il ne nous reste plus qu'à lancer les calculs en choisissant le sous-menu *Iterate* et de choisir encore une fois le nombre d'itération maximum que l'on se fixe pour souhaiter que les résultats convergent.

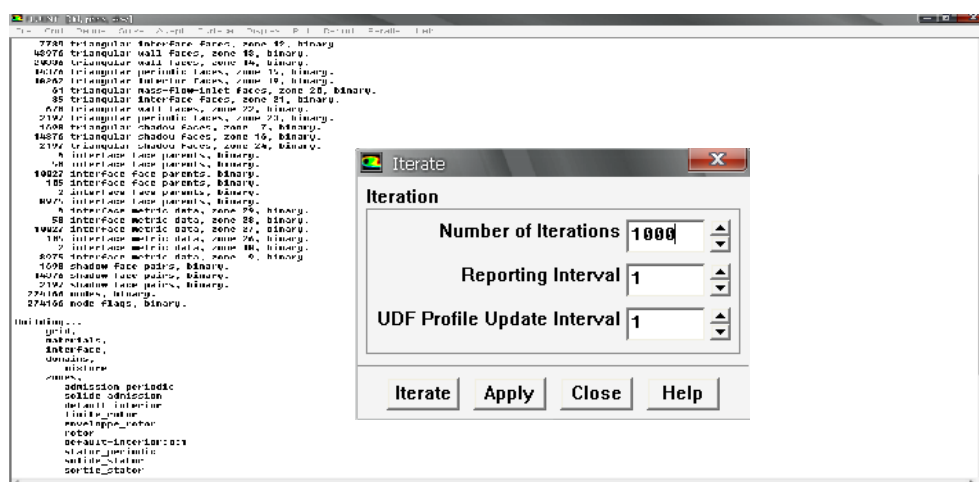


Figure V-13 : interface pour la commande Itératif

V.8- Visualisation des différents résultats de simulation

Dans notre simulation nous allons traiter une aube de compresseur vrillé. Pour ce cas nous avons trois visualisations possibles :

- La première concerne l'évolution des vecteurs vitesses (figures mettant en évidence l'intensité et le comportement des vitesses ainsi que le décollement du fluide).
- La deuxième concerne l'évolution du champ de pressions.
- La troisième concerne les courbes d'évolution des vitesses.

V.9- Résultats de la simulation

V.9.1- Courbe de convergence des résidus

D'après les recommandations de simulation pour assurer la convergence, les Résidus pour l'équation d'énergie doivent être en dessous de 10^{-6} et pour notre cas, nous avons obtenu une valeur en dessous de celle recommandée. Elle est de l'ordre de 10^{-7} .

La figure V-14 : montre la convergence des résidus pour l'équation de continuité et les composantes de la vitesse suivant les axes x, y et z en adaptant le modèle de turbulence k- ω .

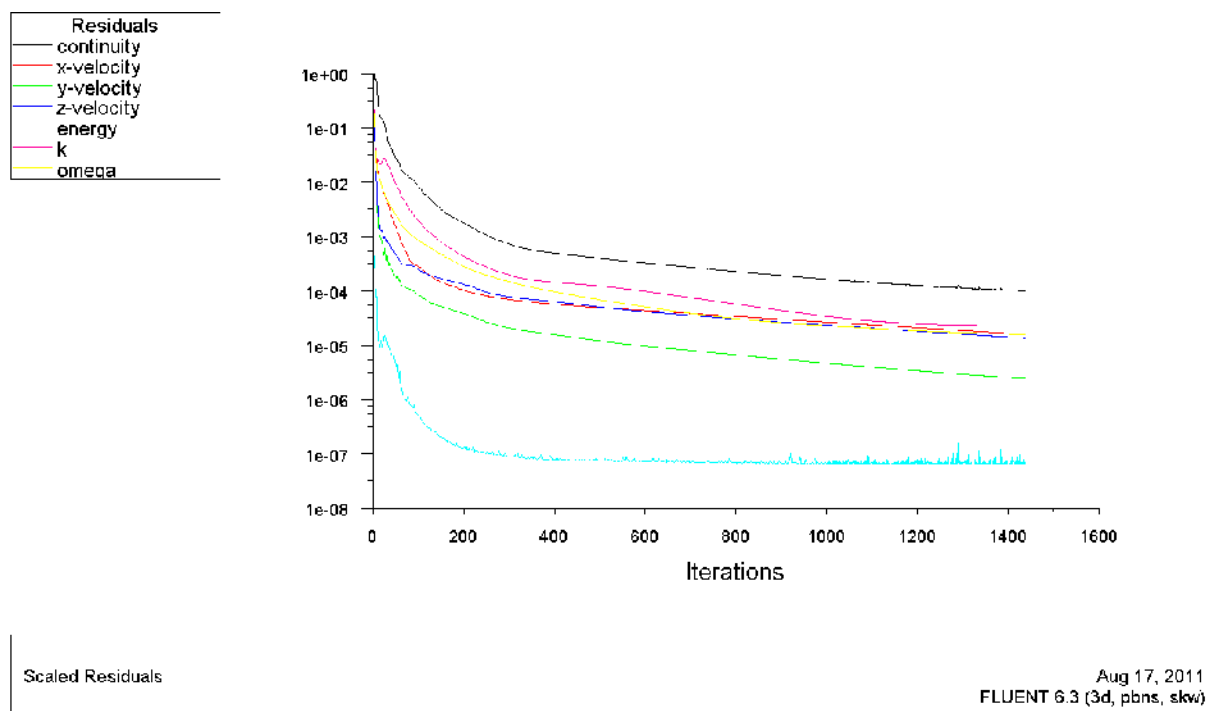


Figure V-14 : courbe de convergence des résidus

V.9.2- Orientation des vecteurs vitesses

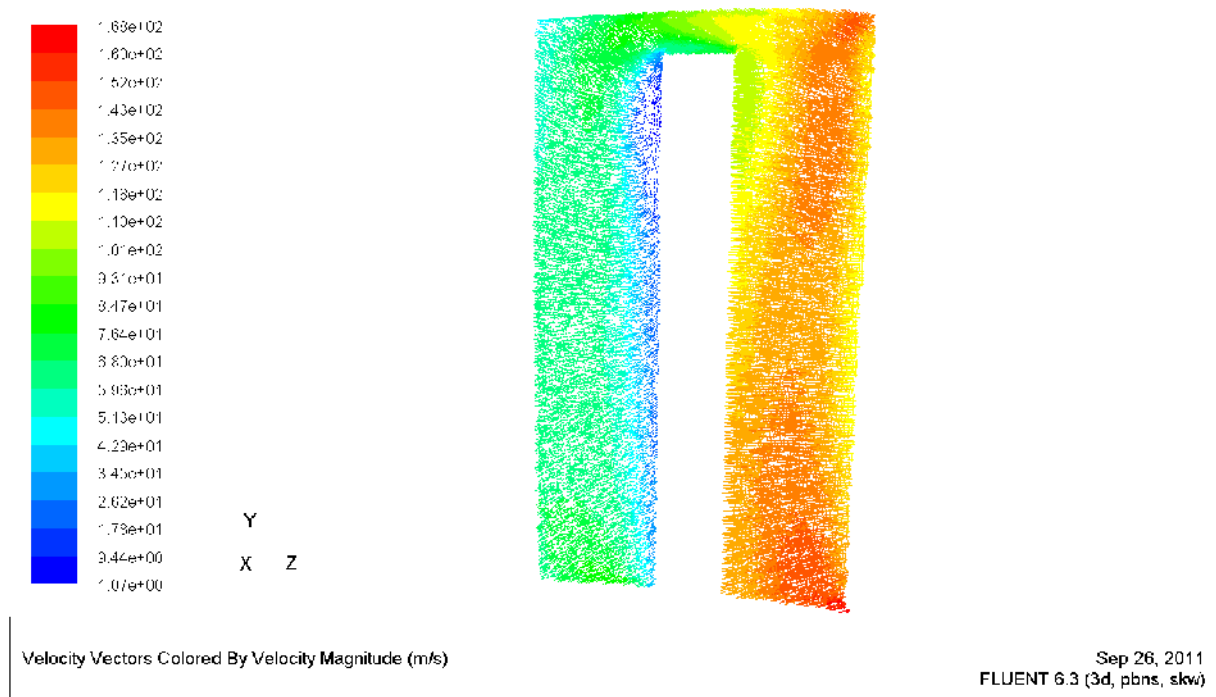


Figure V-15 : Distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube au bord d'attaque

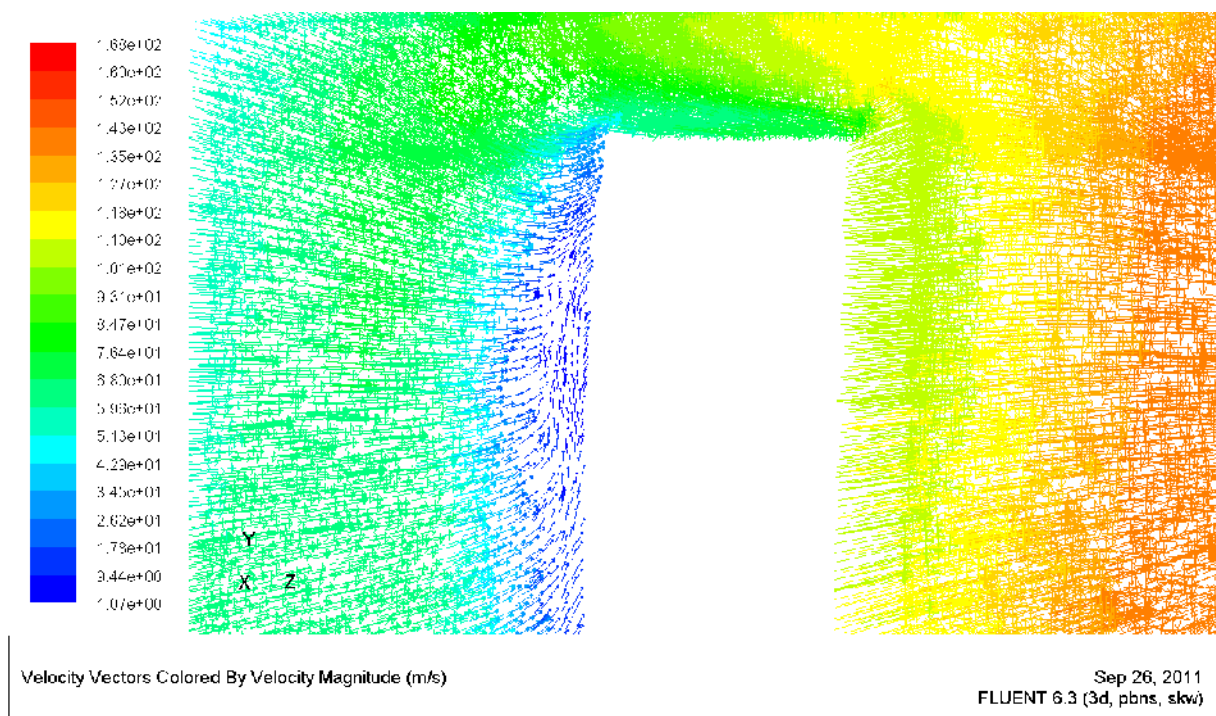


Figure V-16 : vue agrandie de la Distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube

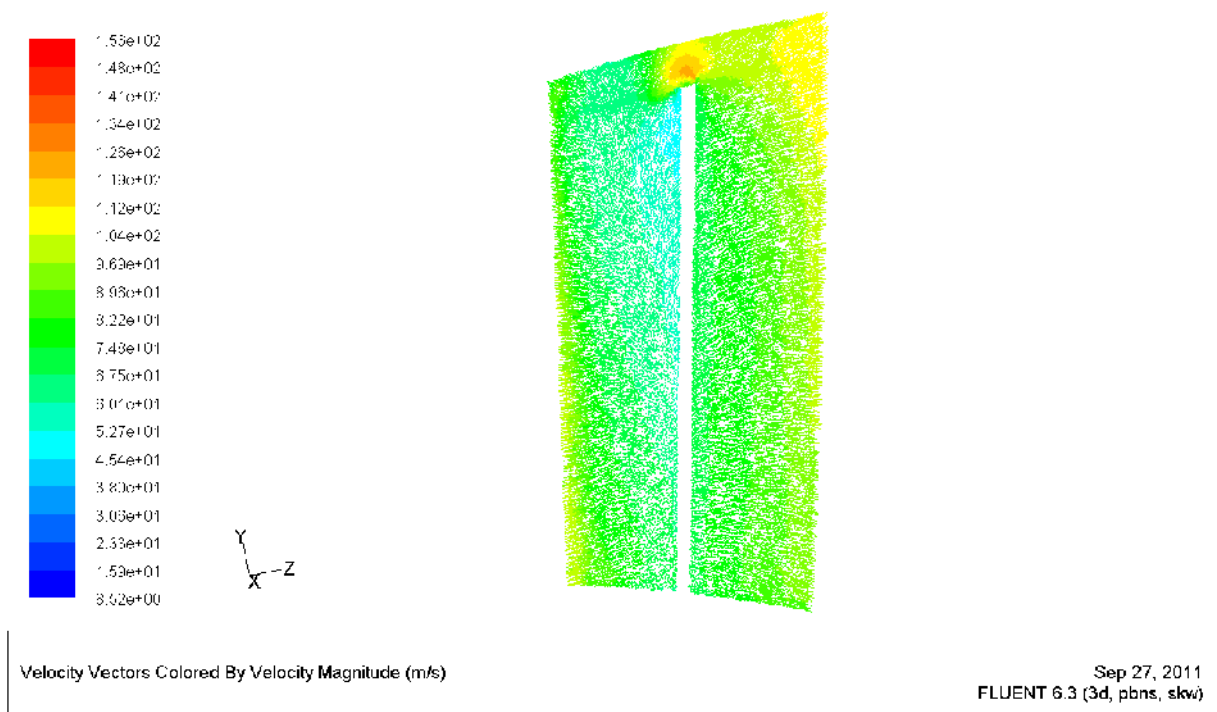


Figure V-17: Distribution des vecteurs vitesses autour de l'aube au bord de fuite

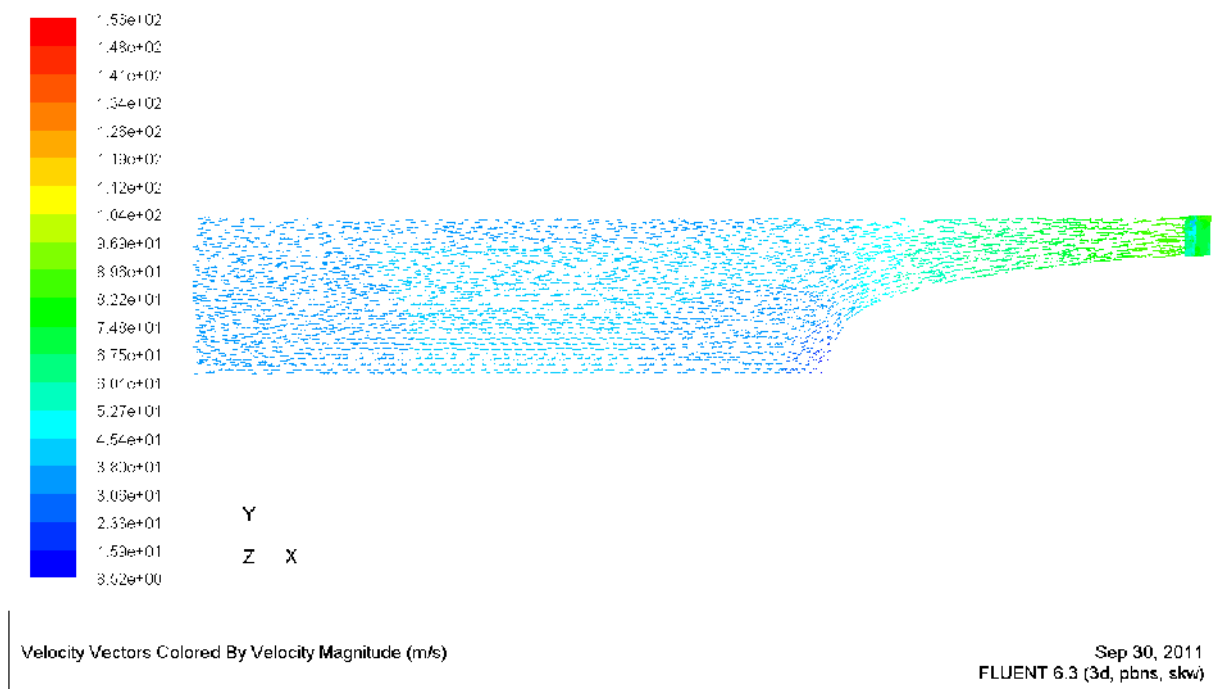


Figure V-18 : répartition de la vitesse absolue suivant les coordonnées-x

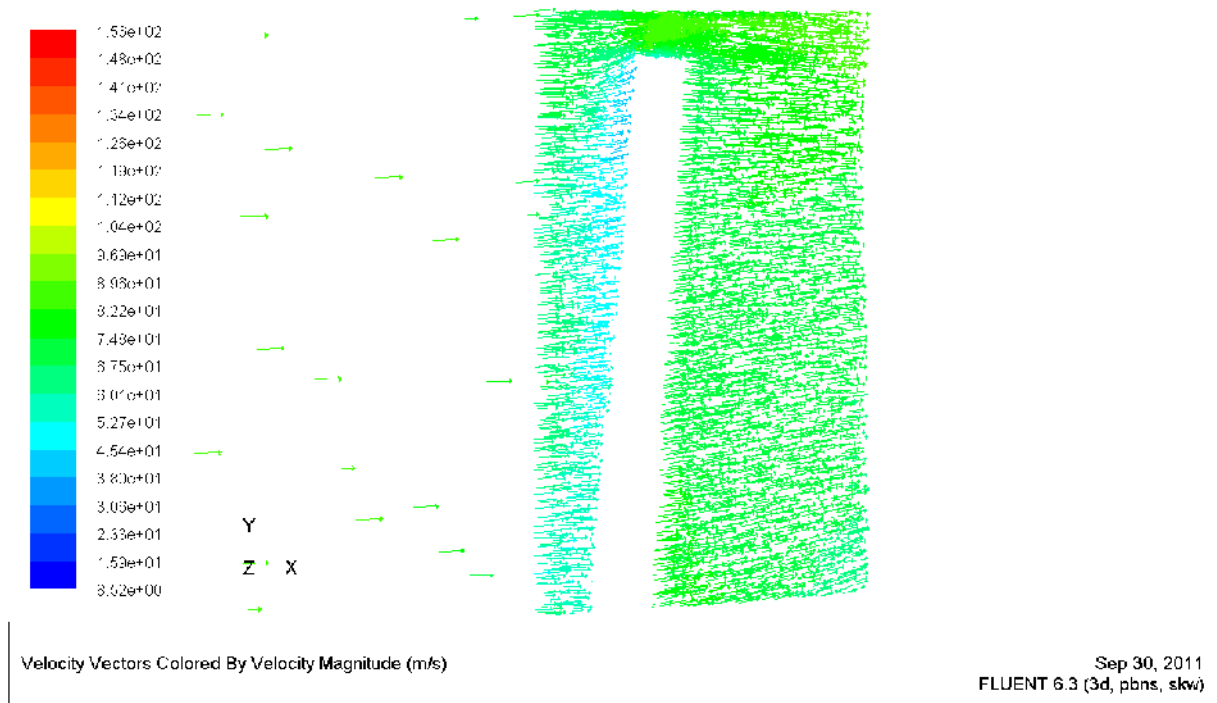


Figure V-19 : vue agrandie de la Distribution de la vitesse absolue suivant l'axe-x

V.9.3- Distribution de la pression autour de l'aube

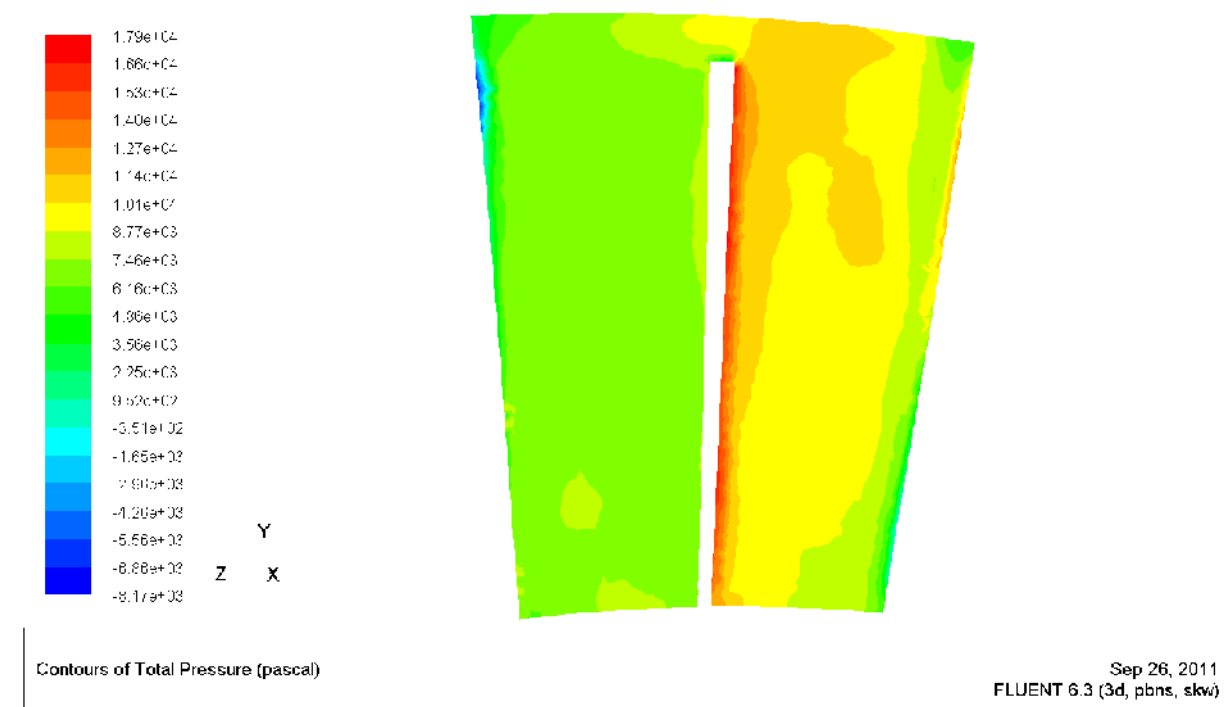


Figure V-20 : Distribution de pression totale au bord d'attaque de l'aube

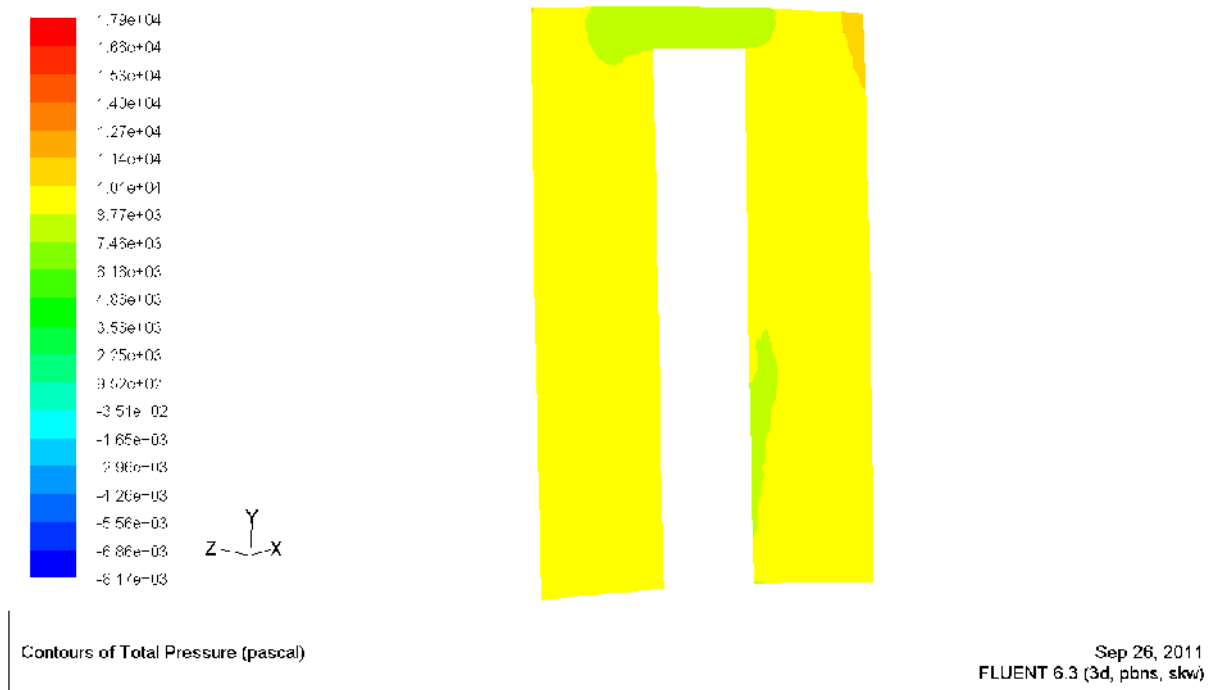


Figure V-21 : Distribution de pression totale à la médian de l'aube

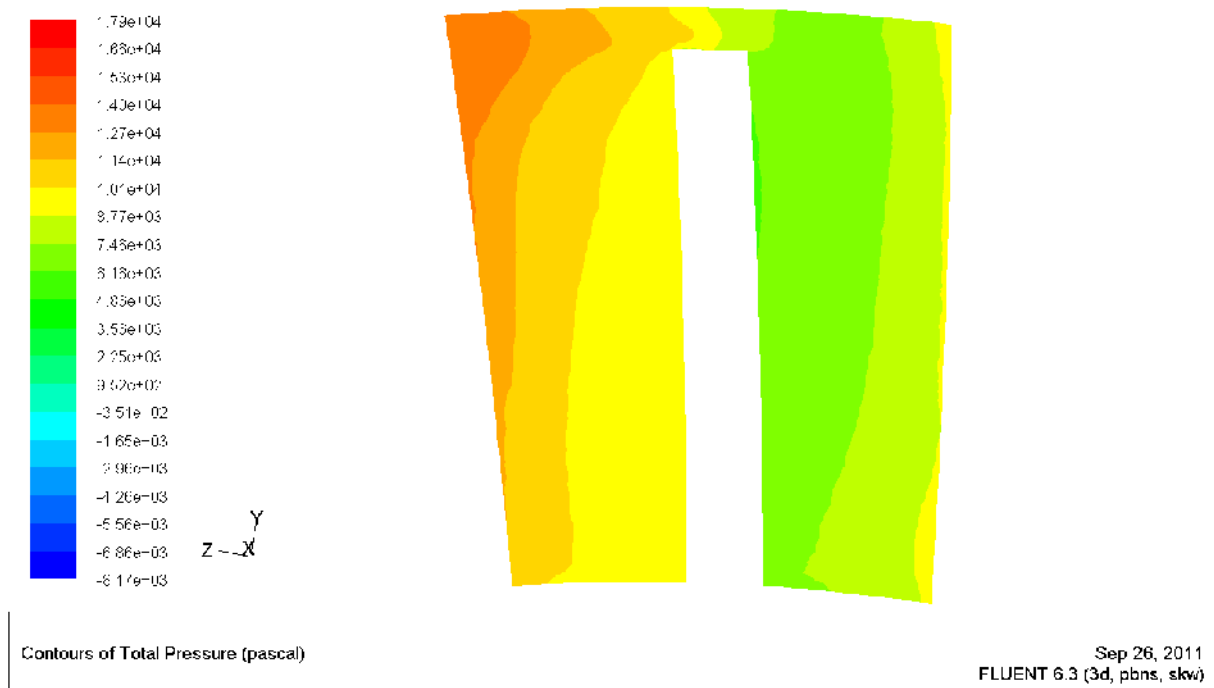


Figure V-22 : Distribution de pression totale au bord de fuite de l'aube



Figure V-23 : Distribution de pression totale autour de l'aube

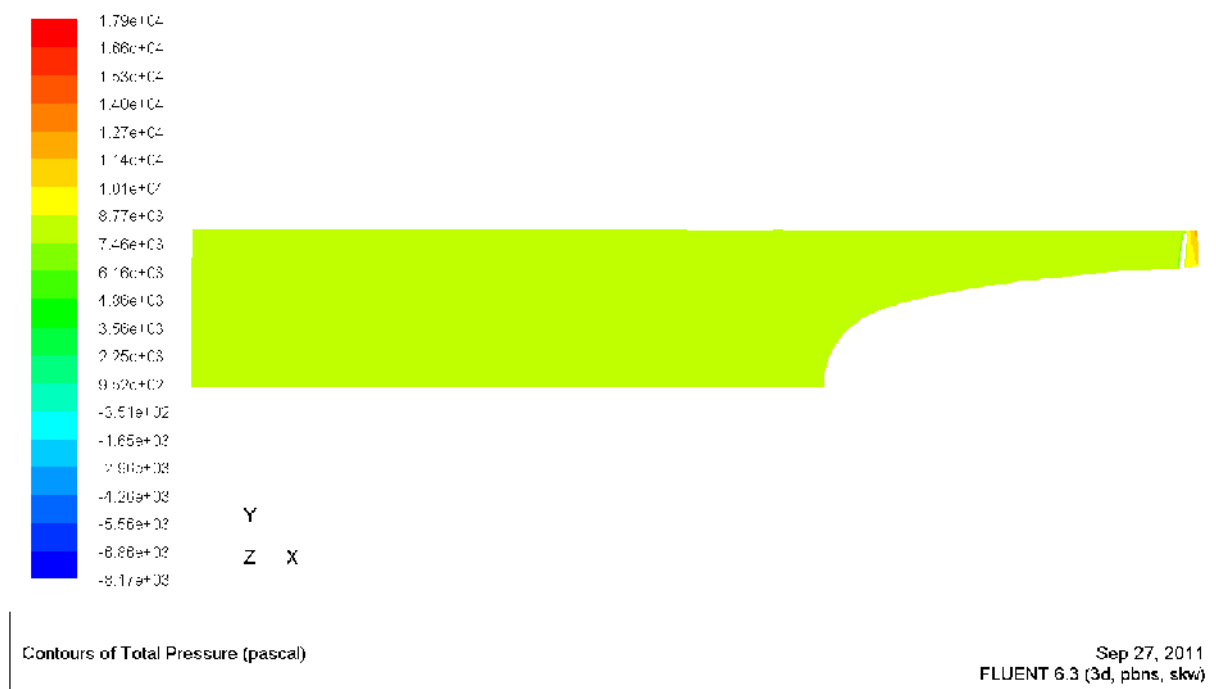


Figure V-24: répartition de la pression totale suivant les coordonnées-x

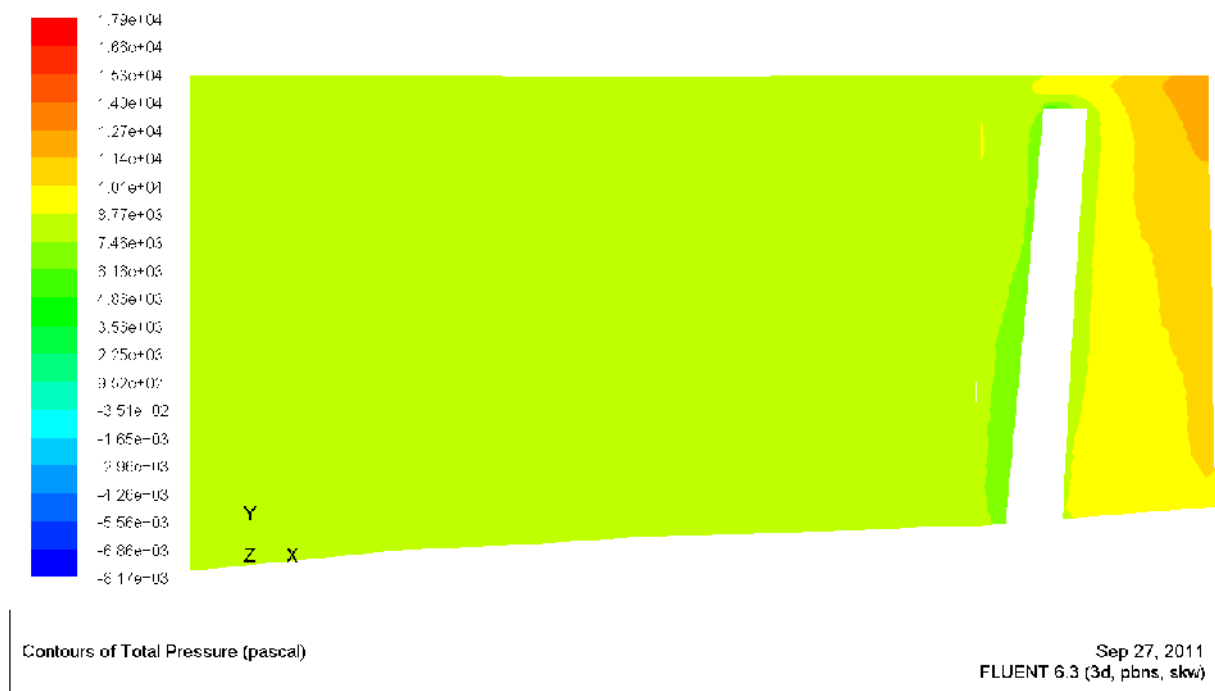


Figure V-25 : vue agrandie de la Distribution de pression totale suivant les coordonnées-x

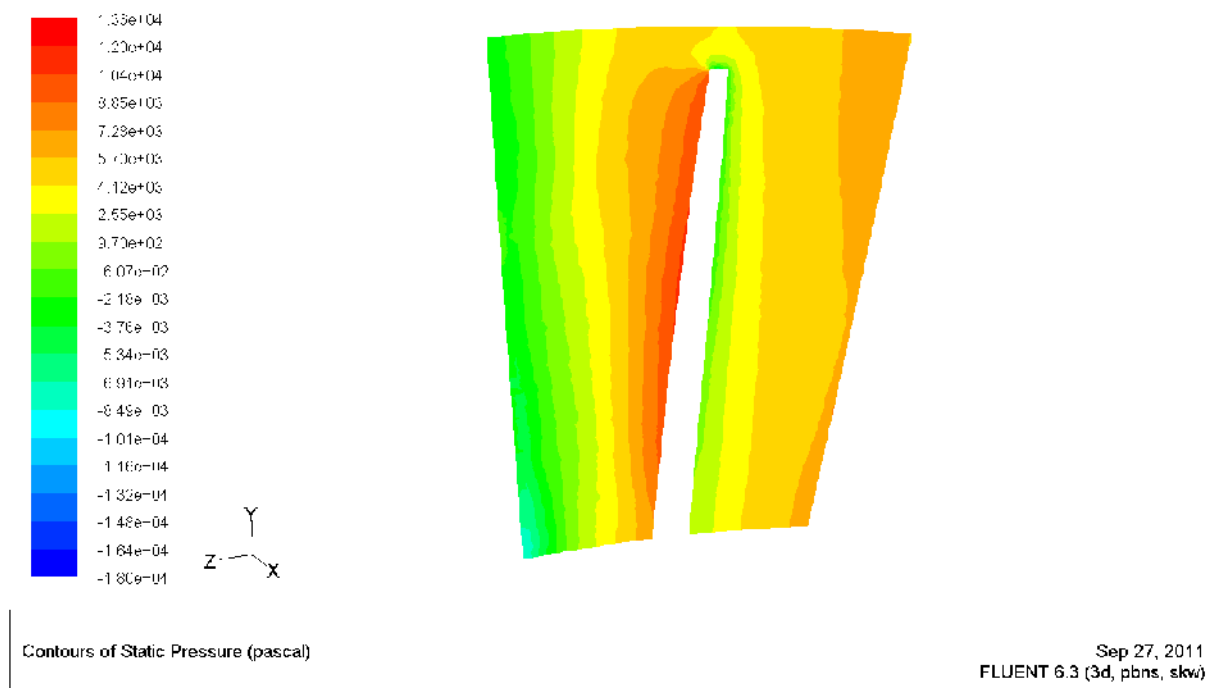


Figure V-26 : Distribution de pression statique au bord d'attaque de l'aube

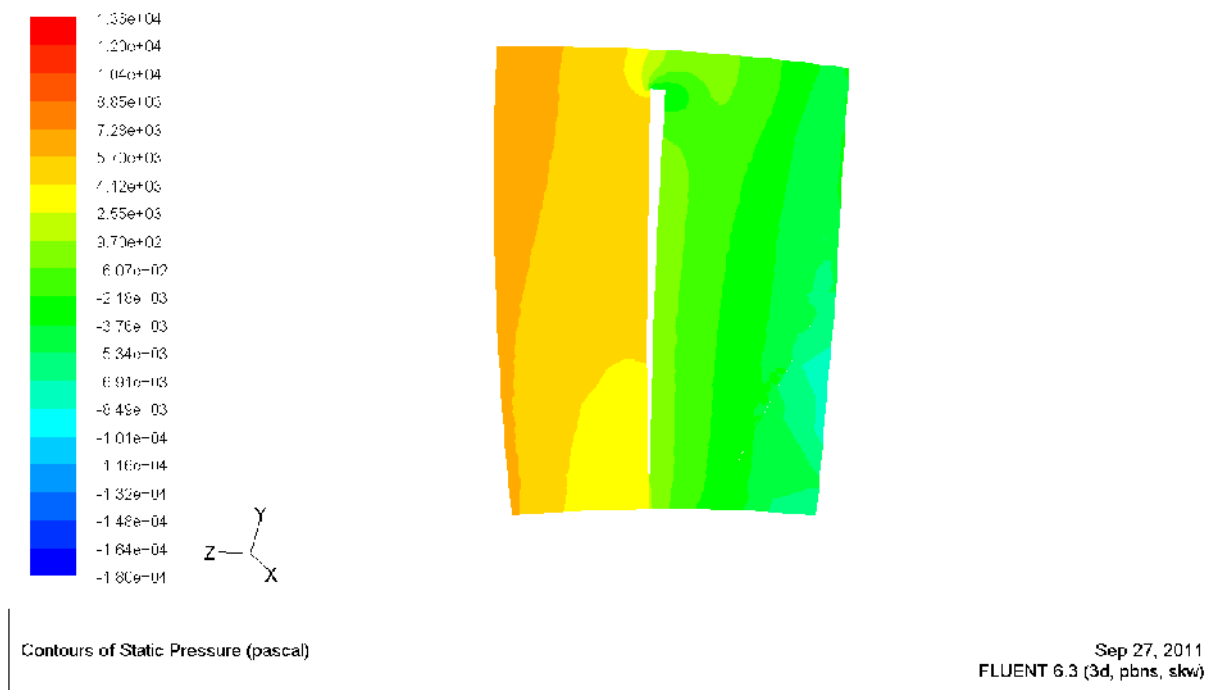


Figure V-27 : Distribution de pression statique au bord de fuite de l'aube

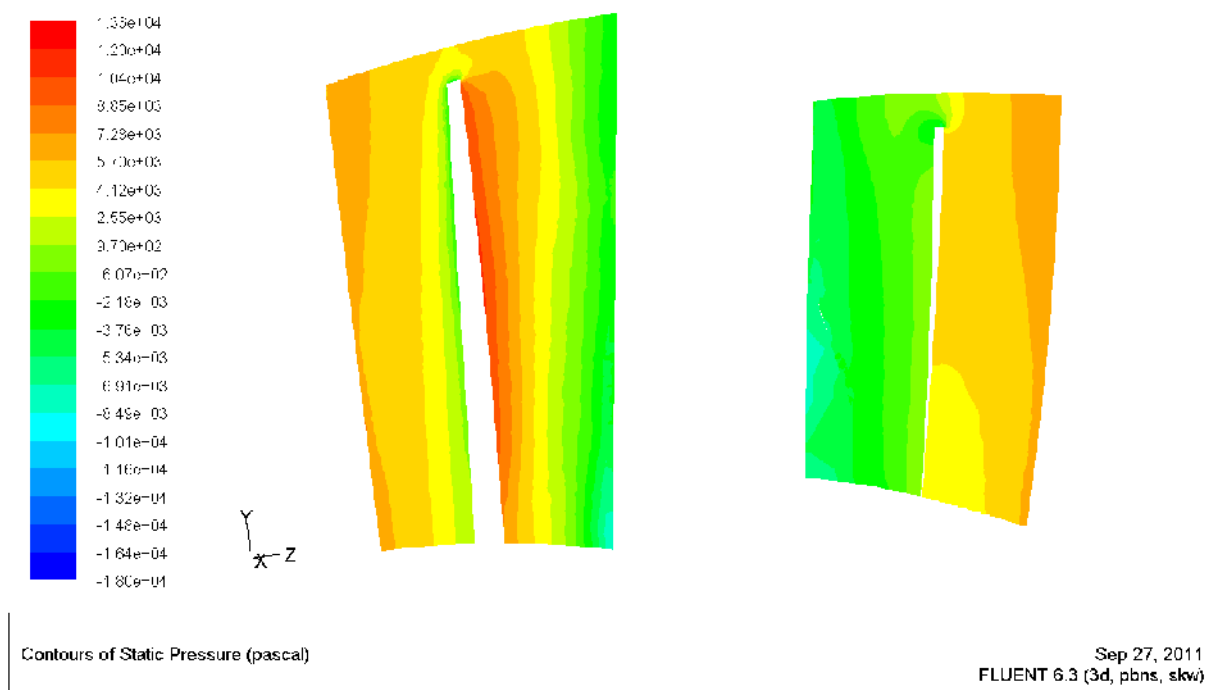
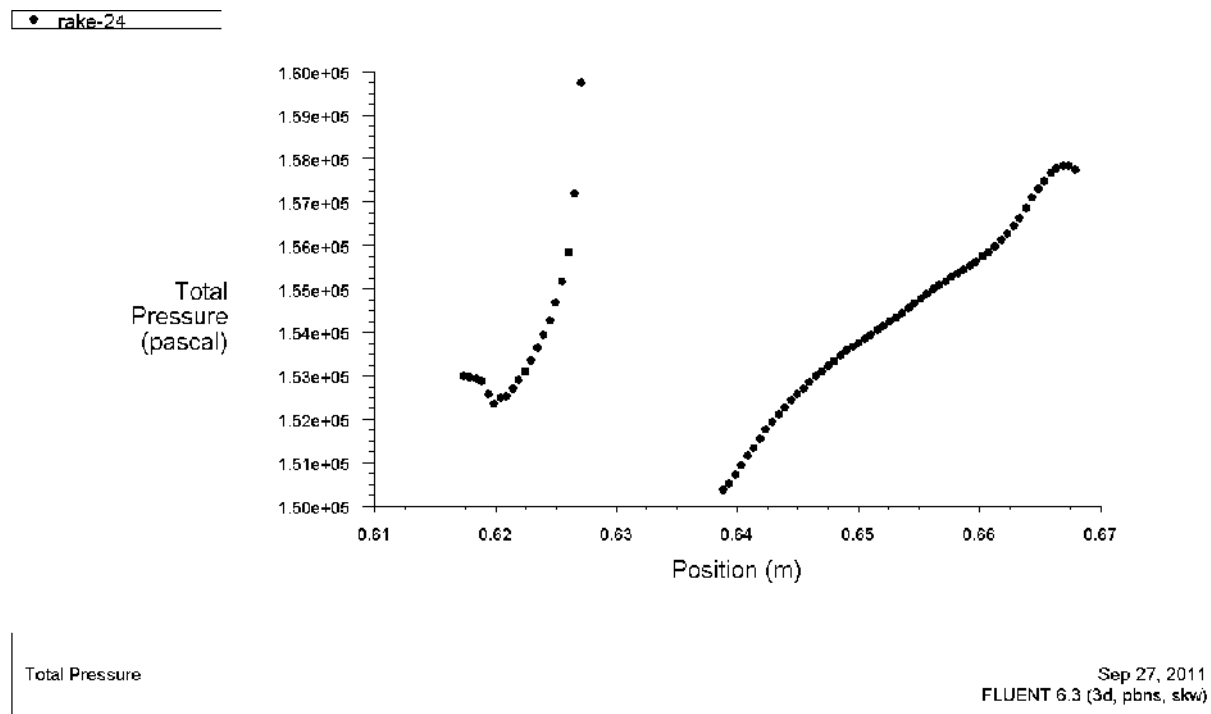


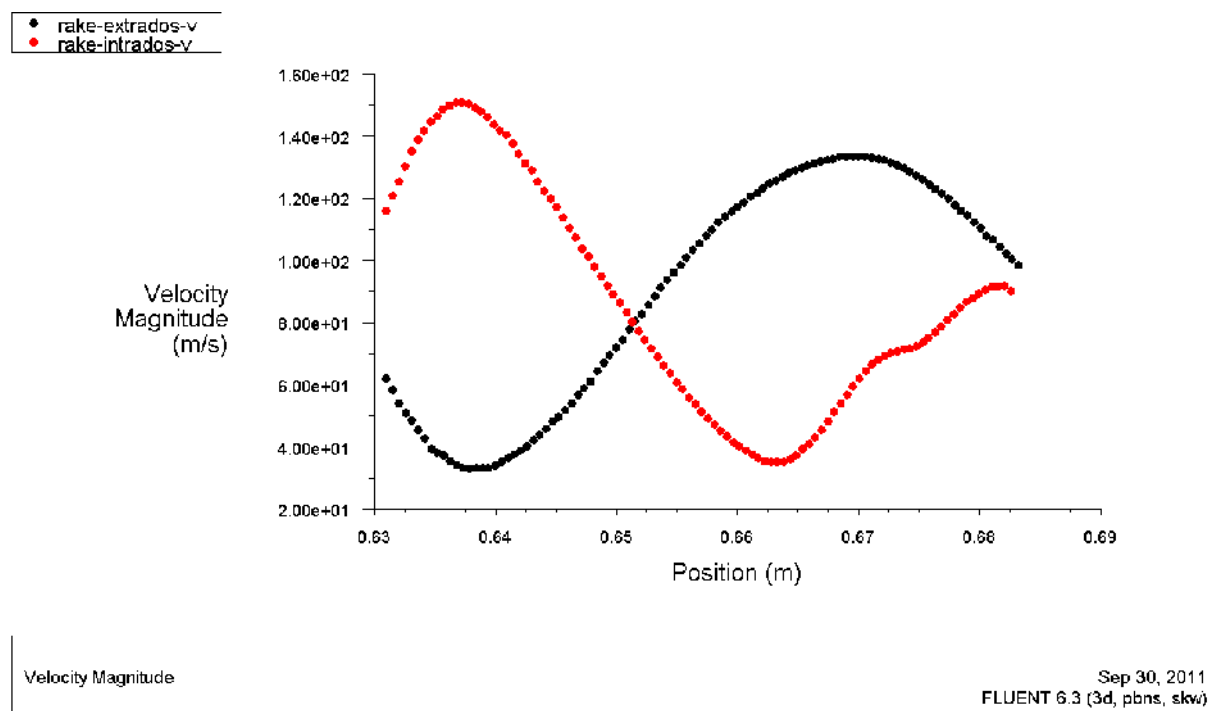
Figure V-28 : Distribution de pression statique autour de l'aube

V.9.4- Courbe de la pression totale



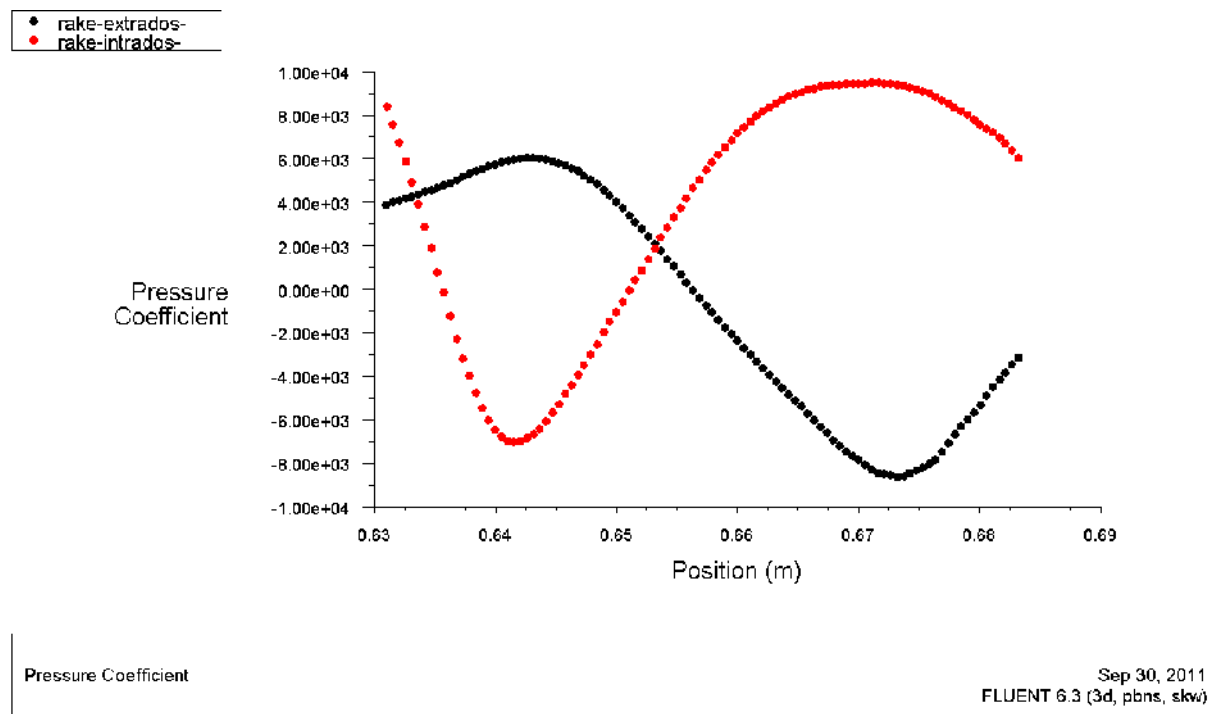
Courbe 1 : Evolution de la pression totale le long de l'aube suivant l'axe des coordonnées(x)

V.9.5- Courbe des vecteurs vitesses



Courbe 2 : Evolution de la vitesse absolue le long de l'aube suivant l'axe des coordonnées(x)

V.9.6- Courbe de coefficient de pression



Courbe 3 : Evolution de coefficient de pression le long de l'aube suivant l'axe des coordonnées(x)

V.10- Interprétation des résultats numérique

Les figures, ci-dessus présentées, montrent le décollement de la couche limite, de la pression ainsi que le coefficient de pression et l'orientation des vecteurs vitesses. Ces derniers sont des variables utiles pour décrire les phénomènes physiques.

La figure V-15 représente la distribution de la vitesse absolue à l'entrée de l'aube. On constate que du côté extrados le fluide relativement est freiné et du côté intrados nous avons une surpression.

La figure V-25 représente une vue de l'aube en coordonnée $z = 0$. On constate une augmentation de la pression totale le long de l'aube, dû à l'énergie communiqué par la rotation de l'aube au fluide pour son déplacement à travers l'étage. Ce que montre aussi la courbe 1.

La courbe 2 représente l'évolution de la vitesse absolue le long de l'aube. Cette dernière augmente au niveau de l'extrados et diminue au même temps du côté intrados lorsque l'angle d'attaque augmente

D'après la courbe 3 le coefficient de pression varie d'une manière inverse à la vitesse absolue. Ceci diminue du côté extrados et augmente du côté intrados.

A cause de vrillage la pression statique reste constant suivant l'axe y pour avoir un écoulement plus au moins ordonné. (Voir la figure 28).

Conclusion générale

Notre travail porte sur une étude, par simulation numérique, d'un écoulement dans un canal de compresseur CME2 mono-étagée. Dans le but d'une meilleure compréhension des phénomènes engendrés par le fluide et la variation des certains paramètres thermodynamiques autour de l'aube.

Le présent document a été divisé en deux parties principales. La première partie était consacrée à l'exposé d'une étude bibliographique. La seconde consistait en une simulation numérique consacrée à la réalisation de la géométrie de canal de compresseur sous gambit puis traitement de calcul sous fluent qui est associé à Gambit, à l'aide duquel on va définir la géométrie.

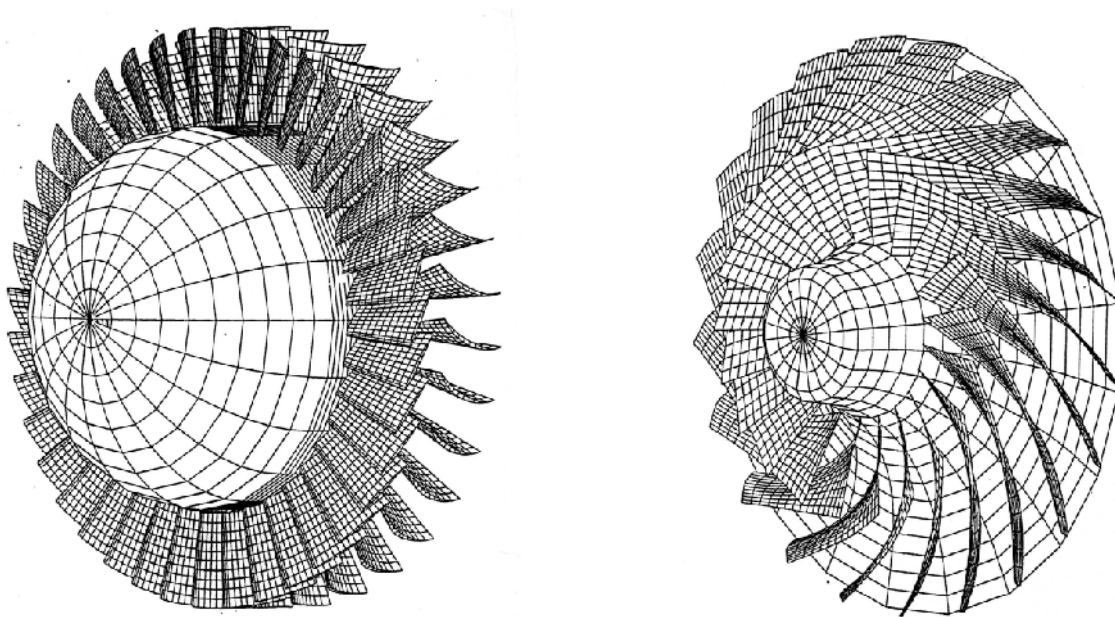
Les résultats obtenus numériquement ont permis de mettre en évidence la distribution de la pression et de la vitesse autour de l'aube et la forme des lignes de courant ainsi que les zones de décollement. Les résultats de cette étude révèlent sur l'augmentation de pression totale.

Il est envisageable la prise en compte, le vrillage de l'aube à la direction de l'écoulement de fluide. En fin, il est possible d'envisager comme perspective, une étude expérimentale pour valider les résultats obtenus lors de la simulation.

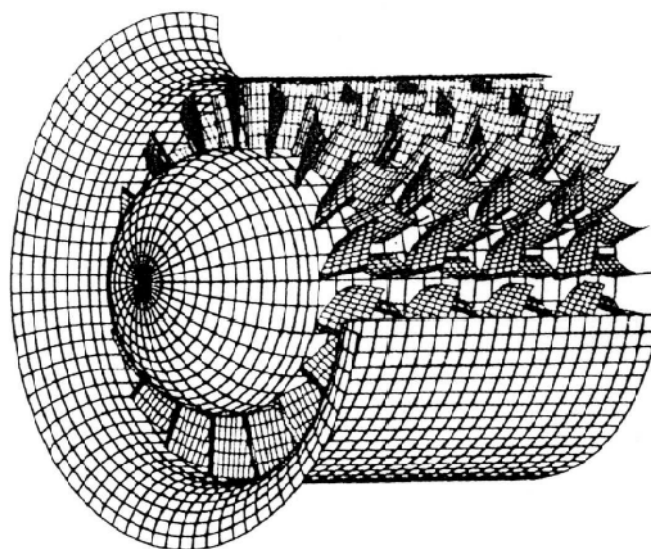
BIBLIOGRAPHIE

- ✚ [1] :**N. GOURDAIN**, Simulation Numérique des Phénomènes de Décollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux, Le 19 octobre 2005, Lyon.
- ✚ [2] :**D.FEDALA**, simulation numérique des écoulements internes dans les turbomachines, PFE – OCTOBRE 2007. paris
- ✚ [3] :**A.BONNET** et **J.LUNEAU**, Aérodynamique : théorie de la dynamique des fluides, édition cépadués, septembre1989.
- ✚ [4] :**M.DAMOU**, mécanique des fluides, office des publications universitaires, septembre 1996, edition 2.05.3887, ISBN 6661.0.0087.0.
- ✚ [5] :**P.CHASSAING**, turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur, édition cépadués, septembre1999, Institut National de Toulouse, I.S.B.N. : 2.85428.483.6.
- ✚ [6] :**R.COMOLET**, Mécanique des fluides 4ème édition, j'intègre, Masson, I.S.B.N. :2.225.84535.2, paris Milon Barcelone 1994.
- ✚ [7] :**L.KOZUCH**, Etude de l'écoulement dans une turbomachine axiale transsonique en présence ou non d'une distorsion amont. Validation d'un outil de simulation et analyse instationnaire , 16 mai 2002 au CERRFACS.
- ✚ [8] :**A.HAMAMI**, simulation de l'écoulement dans un mini canal, année 2005.
- ✚ [9] :**A.TALAMALI**, simulation numérique d'un écoulement transsonique a travers un stator dune turbine axial, le 28 juin 2008, Boumerdés
- ✚ [10]: Encyclopédie des sciences industrielles –**QUILLET M2**. Edition librairie ARISTIDE QUILLET (Paris) 1976.
- ✚ [11] :**L. COQUART**, simulation des grandes échelles de l'écoulement instationnaire turbulent dans une tuyère 3D transsonique, le 15 juin 2001.
- ✚ [12] :**M. ASUAJE**, méthodologie et optimisation dans la conception et l'analyse des performances des turbomachines à fluide incompressible, le 15 juillet 2003, Paris.
- ✚ [13] :**R.REY PROFESSEUR**, machines a fluide compressible “turbine et compresseur”, Novembre 2008, Paris

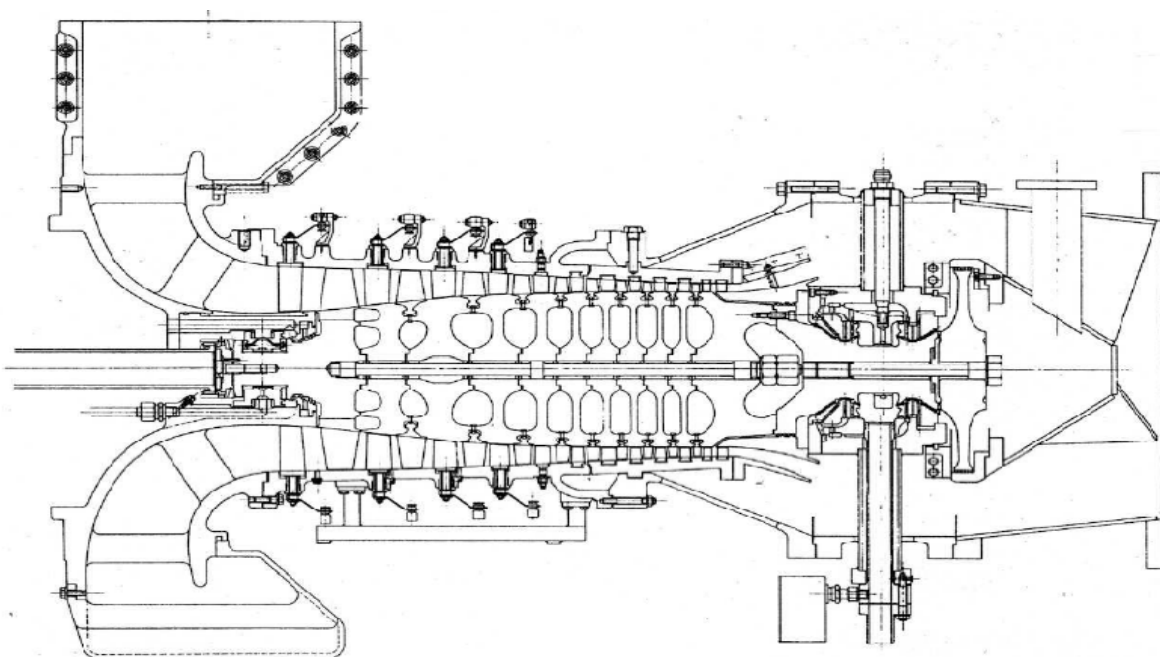
-  [14] :**R. SCHIESTEL**. Les écoulements turbulents, modélisation et simulation, 2^{ème} édition revue et augmentée, HERMES.
-  [15] :**O.REBOUH, O.HAKIM**. Etude de l'écoulement autour d'une grille d'aubes, année 2009, Mémoire d'ingénieur.
-  [16] :**M.DJAMAL**. simulation d'un écoulement a l'intérieur d'un éjecteur à 3D, année 2008, mémoire de Magister.



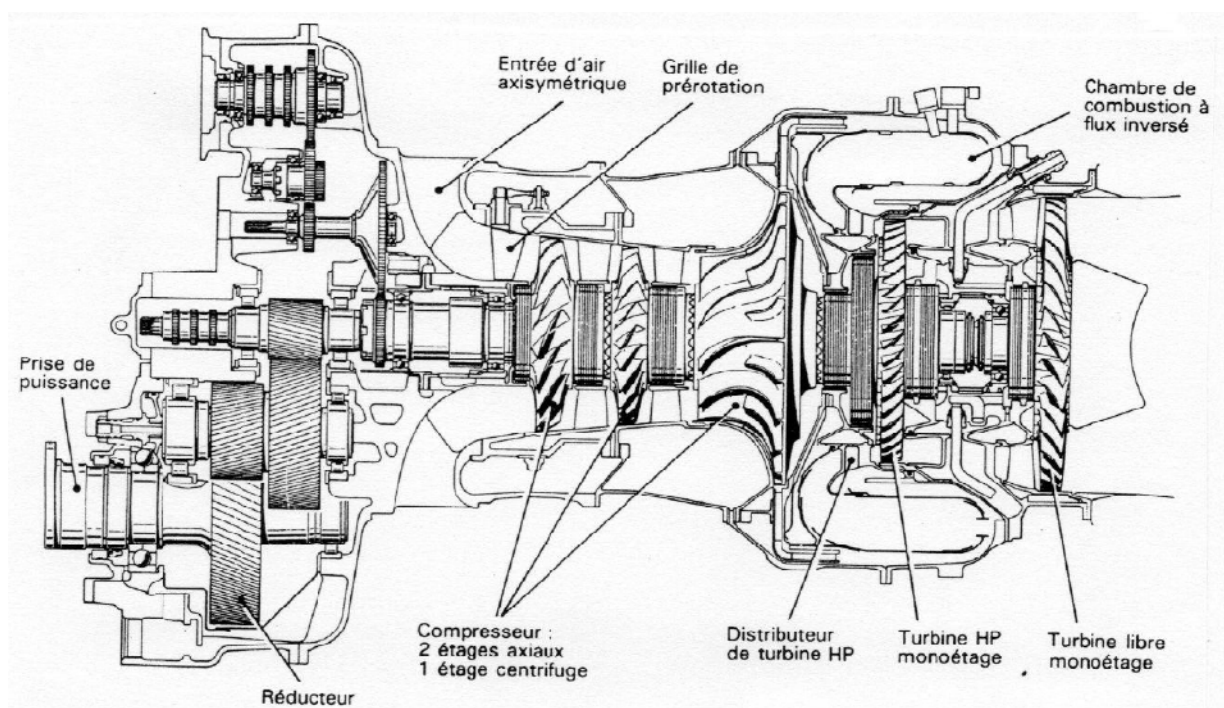
Compresseurs centrifuge et axial-Dessin 3D



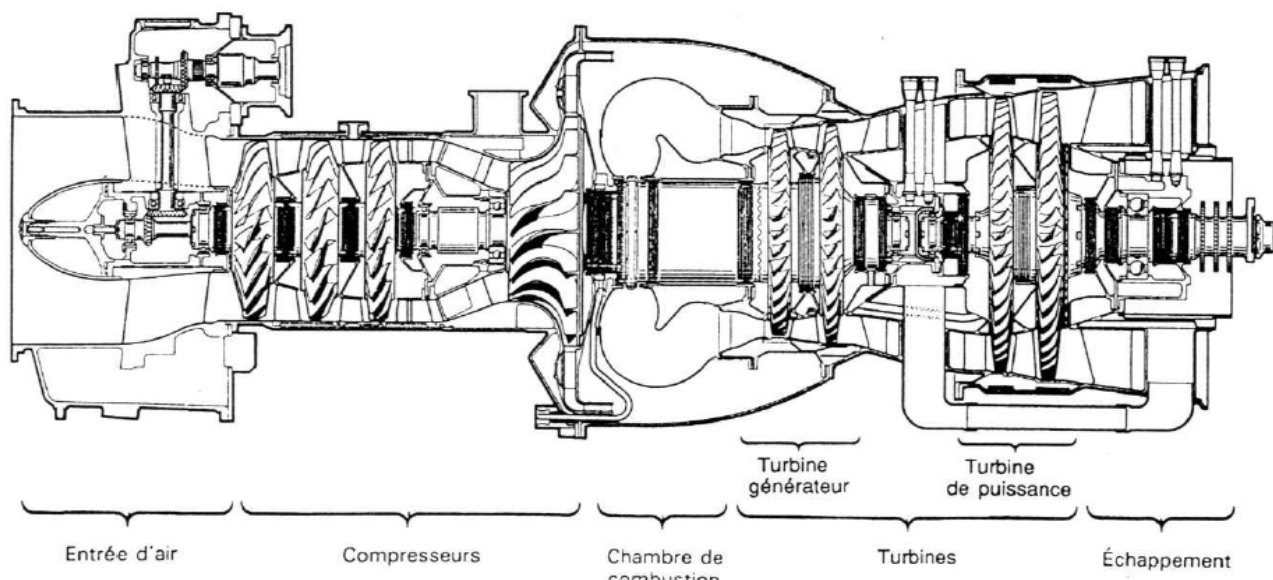
Compresseur axial subsonique multiétage du LEMFI



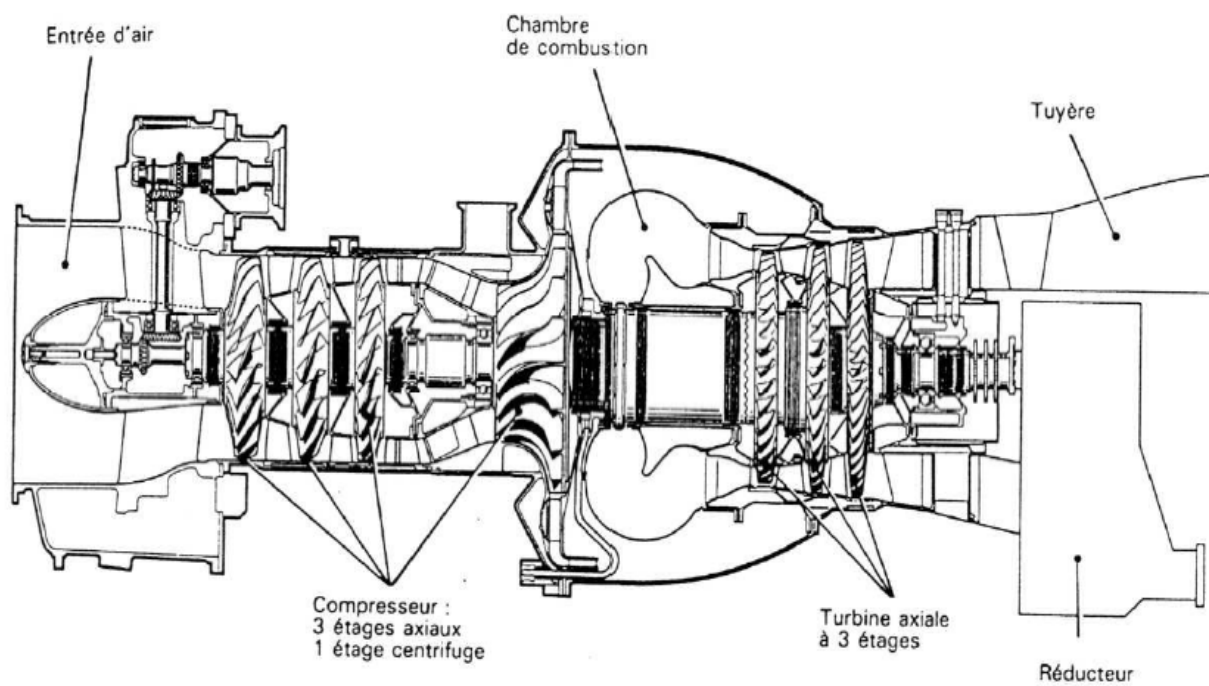
Compressor axial (ALSTOM)



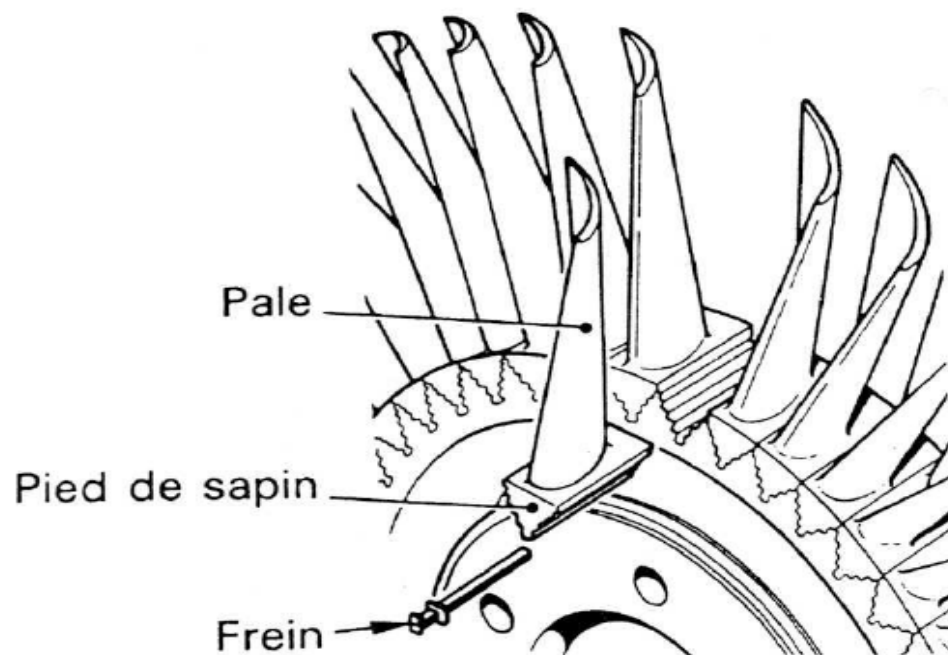
Compresseurs axiaux et centrifuge d'un turbomoteur (TURBOMECA)



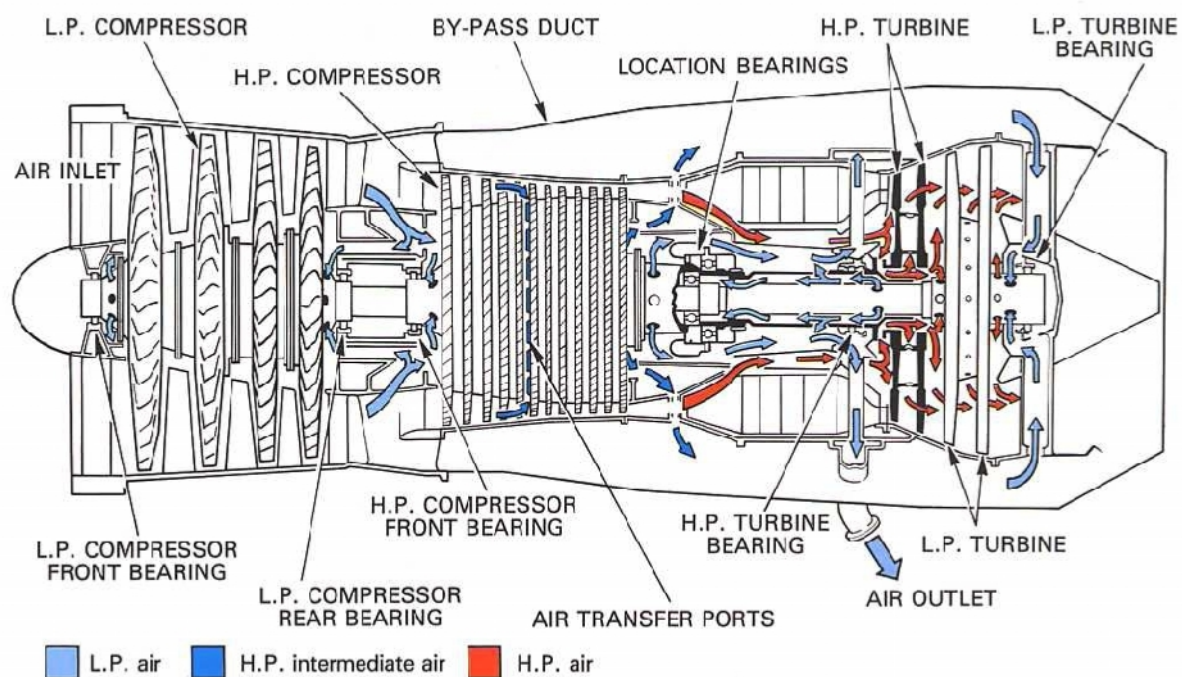
Sous-ensemble constituant la turbine à gaz



Turbomoteur à turbine liée Makila 3D (Turboméca)



Divers diapositive de fixation des pales

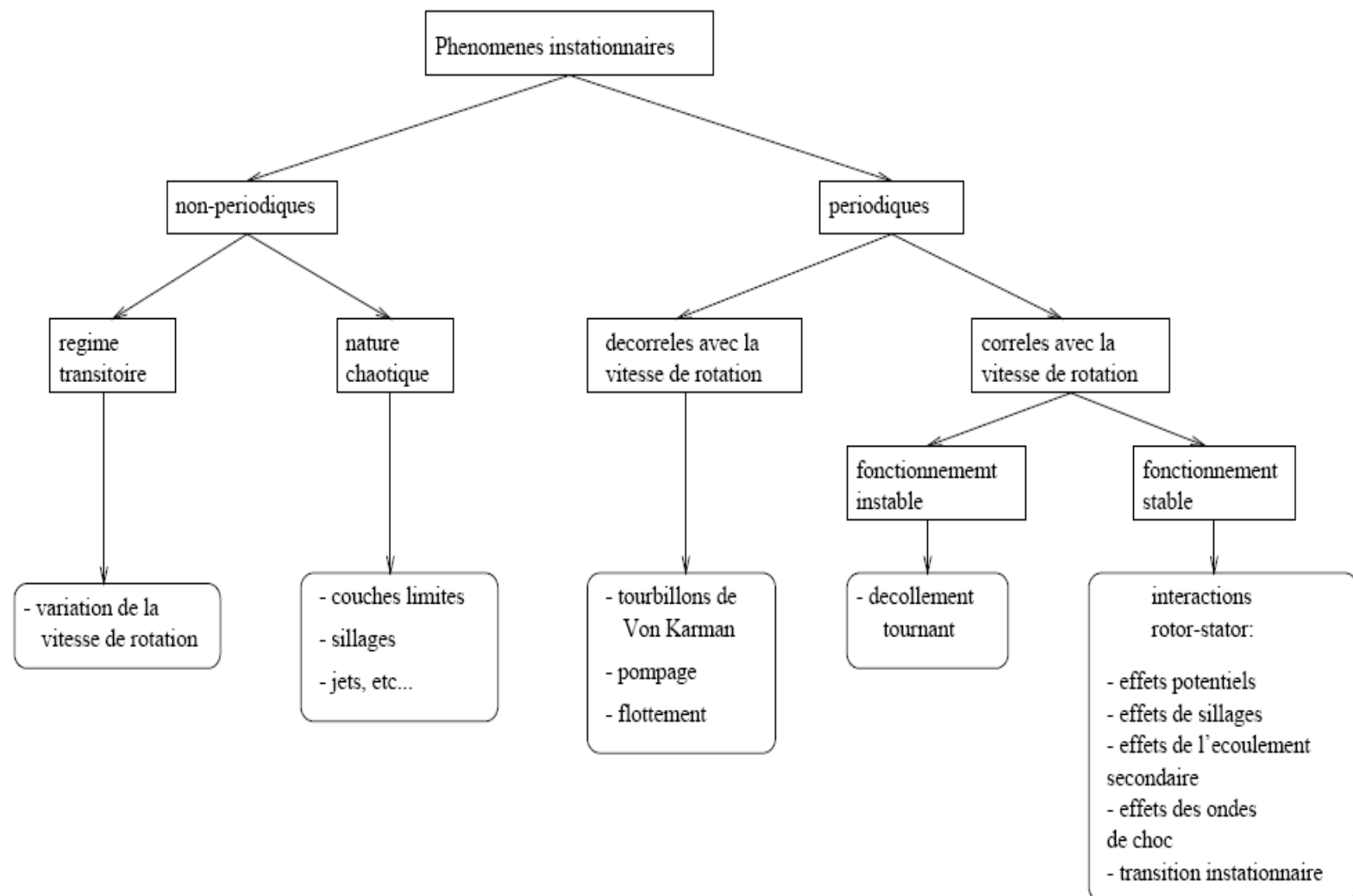


General internal airflow pattern.

NACA Profile 65A012

(Stations and ordinates given in per cent of airfoil chord)

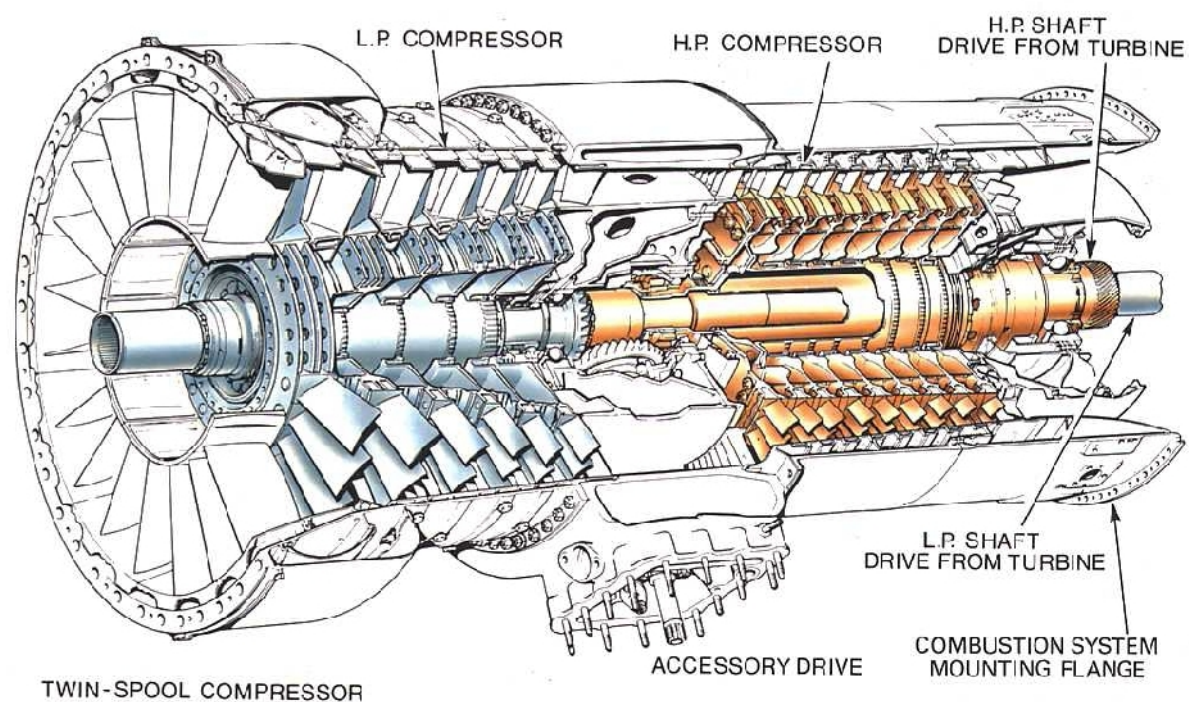
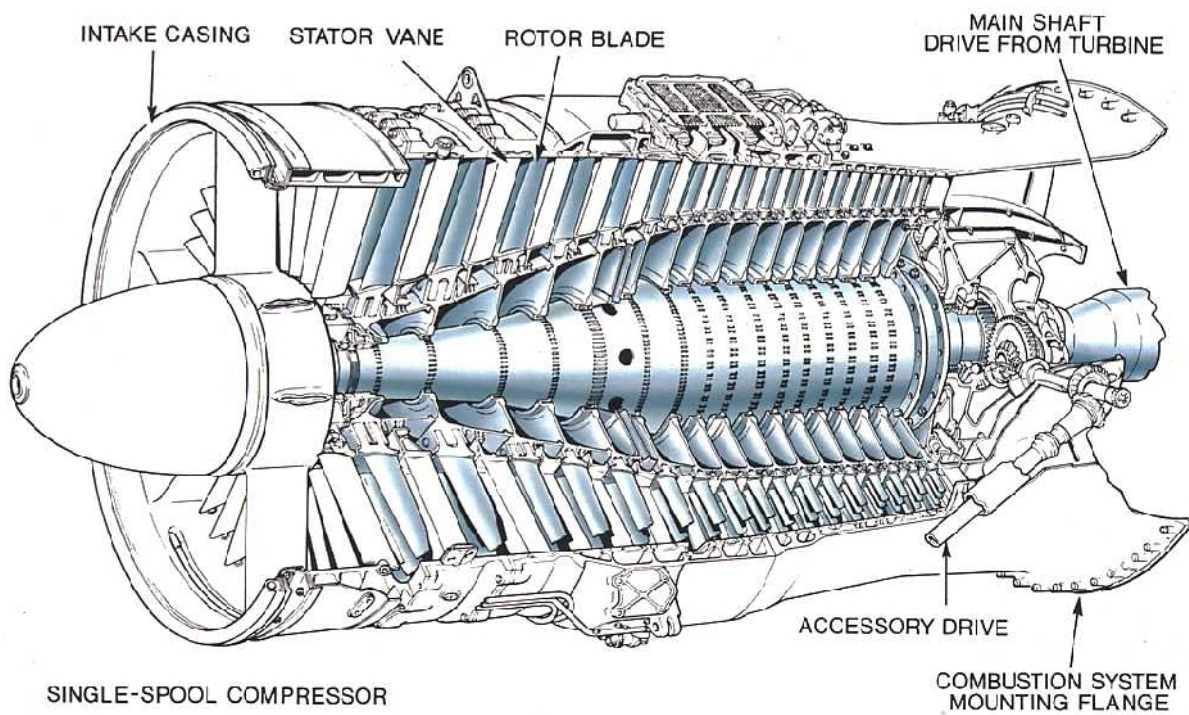
x	y	dy/dx
0.0000	0.0000	*****
0.5000	0.9120	0.8634
0.7500	1.1052	0.7046
1.2500	1.4133	0.5398
2.5000	1.9415	0.3385
5.0000	2.6134	0.2360
7.5000	3.1755	0.2077
10.0000	3.6465	0.1726
15.0000	4.3911	0.1288
20.0000	4.9550	0.0979
25.0000	5.3819	0.0733
30.0000	5.6920	0.0512
35.0000	5.8961	0.0304
40.0000	5.9937	0.0087
45.0000	5.9758	-0.0163
50.0000	5.8264	-0.0435
55.0000	5.5421	-0.0698
60.0000	5.1411	-0.0896
65.0000	4.6518	-0.1054
70.0000	4.0889	-0.1190
75.0000	3.4650	-0.1291
80.0000	2.7959	-0.1367
85.0000	2.1042	-0.1379
90.0000	1.4110	-0.1410
95.0000	0.7173	-0.1284
100.0000	-0.0000	-9.4742



Origine des principaux phénomènes instationnaires présents dans les écoulements de turbomachines



Typical impellers for centrifugal compressors.



Typical axial flow compressors.