

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DE BATNA 2



FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE MECANIQUE

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

Doctorat en Sciences

En Mécanique

Option : ÉNERGÉTIQUE

Présentée par

Abdelmadjid CHEHHAT

**Etude Numérique de la Turbulence Compressible Dans des
Géométries Complexes**

Soutenue publiquement le : 21/12/2017

JURY

BEN MOUSSA Hocine	Pr. Université de Batna II	Président
SI-AMEUR Mohamed	Pr. Université de Batna II	Rapporteur
BOUGRIOU Chérif	Pr. Université de Batna II	Examineur
BRIMA Abdelhafid	Pr. Université de Biskra	Examineur
MAMERI Abdelbaki	MCA Université d'Oum EL Bouaghi	Examineur
MEROUANI Lazhar	MCA Université de Khenchela	Examineur

ملخص

من أجل تحسين قوة محرك الاحتراق الداخلي، والتقليل من استهلاك الوقود والحد من الانبعاثات، يستخدم الشاحن التربيني على نطاق واسع، حيث يعتبر ضاغط الطرد المركزي والتوربين الحلزوني مكونان أساسيان للشاحن التربيني، وأي تغيير في الشكل الهندسي لهذه المكونات (الدوارة والساكنة) يمكن أن يؤدي إلى تغيير في الأداء. ولذلك، فإن تصميم زعانف العجلة ودورات الناشر (أو الموزع) وشكل مقطع الحلزون تلعب دوراً حاسماً في أداء ضاغط الطرد المركزي والتوربين الحلزوني. وقد تم النظر في جميع هذه الأشكال الهندسية المعقدة في هذه الدراسة العددية، حيث تم حل الجريان المضطرب والمستقر عبر الضاغط وشبه مستقر عبر التوربين الحلزوني باستخدام البرمجيات: فلونت *FLUENT* و *CFX* . النتائج العددية في توافق جيد مع البيانات التجريبية في حالة ضاغط ذو ناشر أملس كحالة أساسية توفرت فيها المعطيات التجريبية. في الحالات المدروسة، أظهرت النتائج العددية أن خصائص أداء الضاغط والتوربين مقبولة بشكل جيد مع تصاميم مختلفة وتحسنت بشكل ملحوظ في نظام السرعة والضغط المنخفضين.

الكلمات الدالة: الاضطراب، الهندسة المعقدة، السريان الانضغاطي

Résumé

*Afin d'améliorer la puissance du moteur à combustion interne, de réduire la consommation du carburant et de diminuer les émissions, le turbocompresseur est largement utilisé, le compresseur centrifuge et la turbine radiale sont les composants de base du turbocompresseur, tout changement dans la géométrie de leurs constituants (rotors et stators) peut conduire à un changement des performances. Par conséquent, la conception des aubes de la roue, des ailettes de diffuseur (ou distributeur) et de la forme de la section de la volute jouent un rôle crucial dans les performances du compresseur centrifuge et de la turbine radiale. Toutes ces géométries complexes ont été considérées dans cette étude numérique, où l'écoulement turbulent compressible stationnaire à l'intérieur du compresseur et quasi stationnaire à l'intérieur de la turbine est résolu en utilisant les logiciels *FLUENT* et *CFX*. Les résultats numériques concordent bien avec les données expérimentales dans le compresseur à diffuseur lisse, considéré comme une configuration de base. Dans les cas étudiés, les résultats montrent que les caractéristiques de performance du compresseur et de la turbine ont été bien acceptées avec des conceptions différentes et améliorées significativement dans le régime à faible vitesse et à faible rapport de pression.*

Mots clefs : *turbulence, géométries complexes, écoulement compressible*

Abstract

*In order to improve internal combustion engine power, reduce fuel consumption and decrease emission, the turbocharger is widely used, centrifugal compressor and radial turbine are the basic turbocharger components, any change in their constituents (rotor and stator) geometries would cause a significant performance change. Hence, the design of impeller blades, diffuser (or distributor) vanes and volute section shape play a crucial role in the centrifugal compressor and radial turbine. All these complexes geometries were considered in this numerical study, where the compressible turbulent steady flow through the turbocharger compressor and unsteady in radial turbine is solved using *FLUENT* and *CFX* software. The numerical results agree well with experimental data in the vaneless diffuser compressor case, which taken as a basic configuration. In the studied cases, the results show that the compressor and turbine performance characteristics were well accepted with different designs and improved significantly in low speed regime and at low-pressure ratio.*

Key words: *turbulence, complex geometries, compressible flow*

إهداء بخط المؤلف:

إلى روح والدتي رحمها الله
إلى والدي حفظه الله
إلى زوجتي وأبنائي: تقي الدين، أسامة
بأهنيء ابتهاج، بهاء الدين
إلى إخواني وأخواتي

إلى كل من يسعى من أجل
رفي البسائر وخير العباد

أهدي هذا العمل المبتذل
لأهلي وأهلي

عبد المحسن
سبحان

REMERCIEMENTS

D'abord, je remercie Dieu (Allah SWT) qui m'a aidé durant la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier tous les membres de ma famille pour leur soutien moral et leurs encouragements durant toutes ces années.

Je tiens à remercier le **Pr. Mohamed Si-Ameur** d'avoir assuré la direction de cette thèse et pour son dévouement et son encouragement.

Je tiens à remercier, le **Pr. Hocine Ben moussa**, d'avoir présidé le jury

Je tiens à remercier, les membres de jury :

Pr. Chérif Bougriou
Pr. Abdelhafid Brima
Pr. Lazhar Merouani
Pr. Abdelbaki Mameri

qui ont bien voulu accepter d'examiner ce travail.

Je tiens à remercier le **Pr. Essam Abo-Serie** from Coventry University, School of Mechanical, Aerospace and Automotive Engineering, Coventry, UK pour sa contribution fructueuse.

Mes remerciements sont adressés aussi à ma belle soeur **Beldjebel Soraya** pour son aide continu durant la rédaction du manuscrit.

Table des Matières

Titre	page
Remerciements	
Résumé	
Nomenclature des symboles	
Table des matières	
Introduction générale- géométries complexes abordées dans cette thèse	1
Chapitre I : Etat de l'art	5
1.1 Travaux sur le compresseur centrifuge	6
1.2 Travaux sur la turbine radiale	15
Chapitre II : Modèles Mathématiques	
2.1 Introduction	19
2.2 Equations de Navier-Stokes	19
2.3 Modélisation de la turbulence	20
2.3.1 Modèle de longueur de mélange	8
2.3.2 Modèle Spalart-Allmaras (une équation)	22
2.3.3 Modèles à deux équations	23
2.3.3.1 Modèle k- ϵ standard	23
2.3.3.2 Modèle RNG k- ϵ	24
2.3.3.3 Modèle k- ω standard	25
2.3.3.4 Modèle SST k- ω	27
2.3.4 Modèle des contraintes de Reynolds (RSM)	27
2.3.5 Modèle des contraintes algébrique (ASM)	30
2.3.6 Simulation des grandes échelles. LES (Large Eddy Simulation)	32
2.4 Equations pour un référentiel rotatif	32
2.5 Modélisation relative aux écoulements rencontrés dans les géométries complexes étudiées	34
2.5.1 Bilan des forces non visqueuses (inertie, courbure, Coriolis, centrifuge)	34
2.5.2 Ecoulement secondaire	35
2.6 Modèle thermodynamique	36
2.6.1 Compresseur centrifuge	36
2.6.1.1 Rendement du compresseur	38
2.6.1.2 Performance d'un compresseur	39
2.6.2 Rendement d'une turbine	40
2.6.3 Performance d'une turbine	40
Chapitre III : Ecoulement à travers la turbine radiale	41
3.1 Introduction	41
3.2 Modèles géométriques de la turbine radiale	42

3.2.1 Volute	42
3.2.2 Rotor (Roue)	43
3.2.3 Stator (Distributeur)	43
3.3 Maillage du domaine de calcul	44
3.4 Effet de la température d'entrée sur les performances de la turbine	45
3.5 Choix du modèle de turbulence	46
3.6 Valeur de Yplus :	49
3.7 Champ de vitesse et nombre de Mach	50
3.8 Écoulement pariétal	56
3.9 Chargement des aubes	59
3.10 Régime quasi-stationnaire (périodique)	59
3.10.1 Approche quasi-stationnaire	59
3.10.2 Les conditions de travail	60
3.10.3 Régime quasi-stationnaire	61
3.10.4 Régime instationnaire (pour une période)	61
Chapitre IV : Analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge	62
4.1 Introduction	63
4.2 Modèle géométrique du compresseur centrifuge	63
4.3 Effet de la géométrie du rotor	65
<i>Maillage et Conditions aux limites</i>	66
<i>Contrôle des calculs</i>	68
<i>Validation</i>	69
4.3.1 Taux de compression	70
4.3.2 Pression statique	70
4.3.3 Chargement des aubes du compresseur	72
4.3.4 Champ des vitesses et nombre de Mach	74
4.3.5 Structure tourbillonnaire	75
4.3.6 Ecoulement de fuite et du jeu	78
4.3.7 Ecoulement pariétal	79
4.3.8 Energie cinétique de turbulence (ECT)	81
4.4 Ecoulement dans le diffuseur à aubes	84
4.4.1 Comparaison des Performances	84

4.4.2 Distribution des vitesses moyennes	85
4.4.3 Distribution de pression	88
4.4.4 Energie cinétique turbulente ECT	91
4.5 Effet de la Géométrie de la volute	93
4.5.1 Caractéristiques de l'écoulement	94
4.5.2 Distribution de pression	96
Conclusion générale et perspectives	99
Bibliographie	102

NOMENCLATURE DES SYMBOLES

Latins :

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
<i>A</i>	Section de passage	m ²
<i>a</i>	Accélération	m/s ²
<i>b</i>	Largeurs respectivement à la sortie de l'aube	m
<i>c</i>	Vitesses absolues	m/s
<i>C_f</i>	Coefficient de frottement	-
<i>C_{ou}</i>	Couple mécanique	N.m
<i>C_p</i>	Chaleur spécifique à pression constante	J/kg [°] k
<i>D, d</i>	Diamètre	m
<i>E_c</i>	Energie cinétique	J
<i>E_p</i>	Energie potentielle	J
<i>F</i>	Force	N
<i>g</i>	Constante de gravitation	m/s ²
<i>H</i>	hauteur	m
<i>Δh</i>	Enthalpie	J
<i>K</i>	Conductivité thermique	W/m.k [°]
<i>L</i>	Longueur	m
<i>l_m</i>	Longueur de mélange	m
<i>m</i>	Masse	kg
<i>M</i>	Nombre de Mach	-
<i>Z</i>	Nombre d'aubes	-
<i>P</i>	Pression	Pa
P	Puissance	W
<i>P_t</i>	Pression totale	Pa
<i>Q</i>	Quantité de chaleur	J
<i>q_v</i>	Débit volumique	m ³ /s
<i>q_m</i>	Débit massique	Kg/s

r	Rayon	m
Re	Nombre de Reynolds	-
Rs	Rapport de section	-
T	Température	K
t	Temps	s
u	Composante de vitesse suivant x	m/s
u	Vitesses périphériques	m/s
ΔU	Energie interne	J
V	Vitesses absolues	m/s
v	Composante de vitesse suivant y	m/s
v	Volume	m ³
W	Vitesse relative	m/s
w	Composante de vitesse suivant z	m/s
W	Travail échangé	W
Δy_+	Critère de cohérence du maillage avec l'écoulement	-
Δy	Taille du premier élément dans la couche limite	m

Grecque :

Symbole	Définition	Unité
α	Angle de la vitesse absolue	[°]
R	Angle de la vitesse relative	[°]
s	Taux de dissipation dans le modèle de la turbulence	m ² /s ³
η	Rendement	-
λ	Conductivité thermique	W/m.k°
μ_{eff}	Viscosité effective	-
μ	Viscosité dynamique	Pa.s

ρ	Masse volumique	kg / m^3
τ	Taux de compression	-
τ_{ij}	Tenseur de contraintes	-
Ω	Vitesse angulaire	rad / s
ε	Taux de dissipation dans le modèle de la turbulence	m^2/s^3

Abréviation

<i>Abréviation</i>	<i>Définition</i>
<i>RANS</i>	Equations moyennées de Navies-stokes
<i>LES</i>	Simulation numérique à grande échelle
<i>DNS</i>	Simulation numérique directe
<i>RSM</i>	modèle des tensions de Reynolds
<i>CAD</i>	Conception assistée par ordinateur
<i>CFD</i>	Calcul numérique des fluides

Indices:

Symbole	Désignation
1	Conditions d'entrée
2	Conditions de sortie
$i, j, k,$	Paramètres discrétisés suivant les axes x, y, z .

Introduction générale

Introduction Générale

1. Avant-propos

Depuis les années 1990, les simulations numériques ont pris un intérêt grandissant pour le calcul d'écoulements industriels. Moins coûteuses que les expériences sur les bancs d'essai, elles permettent de modifier facilement les paramètres de l'écoulement et de la géométrie. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un outil numérique performant qui s'adapte facilement aux **géométries complexes** rencontrées dans l'industrie et qui prenne en compte les comportements complexes d'un fluide en situation réelle (**turbulence, compressibilité**, ect...). Ceci fait l'objet des codes de calcul CFD libres et commercialisés qui ont été développés durant ces dernières années, et qui peuvent faciliter l'expérimentation numérique. Ceux choisis pour ce travail sont : GAMBIT (Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit) comme préprocesseur et FLUENT comme solveur, ceci sera détaillé par la suite.

Il faut toutefois noter que l'utilisation d'une "expérience numérique" n'exclut pas l'expérience du laboratoire mais constitue une approche complémentaire permettant de remplacer à moindre coût de trop nombreux essais.

2. Contexte et enjeux technologique de la thèse

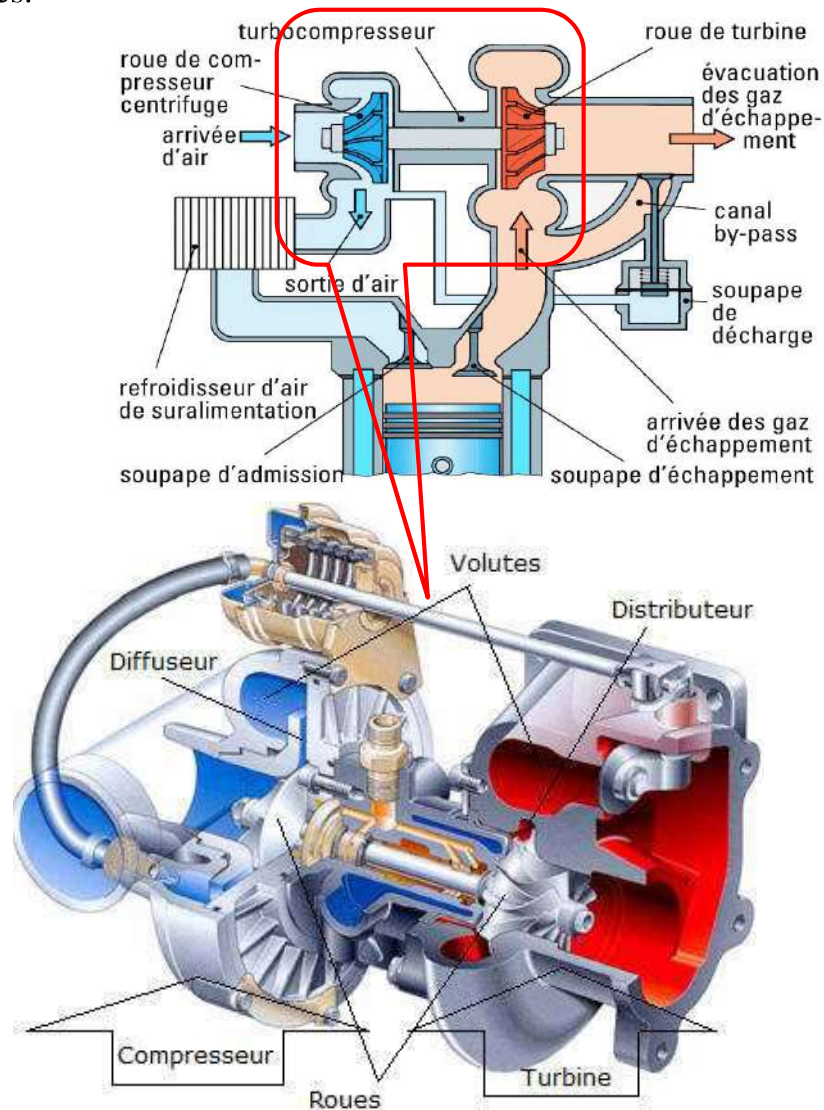
Ce travail de recherche vient dans le cadre de la suralimentation des moteurs à combustion interne qu'est une technique courante pour augmenter la puissance. Par turbo-compression et utilisant la technique de réduction des tailles, la consommation du carburant et la pollution des gaz d'échappement peuvent être réduites. Le turbocompresseur se compose d'une turbine, un compresseur et un arbre avec des roulements aux appuis. Dans le turbocompresseur, l'énergie des gaz d'échappement est extraite en l'améliorant grâce à la turbine qui entraîne le compresseur monté sur le même arbre. Cela signifie que certaines parties de l'énergie gaspillée dans les gaz d'échappement, qui peuvent être autant que 30 à 40 % de l'énergie chimique libérée par la combustion est utilisée pour augmenter la densité de l'air admis au cylindre. Ainsi, la puissance du moteur peut être augmentée ou alternativement la taille du moteur peut être réduite, sans diminuer la puissance de sortie. Si un moteur à combustion interne suralimenté est comparé à un moteur atmosphérique naturel avec la même puissance, le moteur suralimenté sera plus petit, plus léger et exige un plus petit espace d'installation. Autrement dit le moteur avec turbo aura également un meilleur rendement, à cause de moins pertes de pompage, moins d'inertie du système et moins de pertes par frottement en raison de

tailles réduites des cylindres, soupapes, etc. La technologie de suralimentation a atteint un haut degré de raffinement et de nombreuses variations sur le turbocompresseur ont été explorées et dans certains cas mises en production. L'utilisation d'un turbocompresseur commercial, comme base pour un nouveau moteur ou une machine qui fonctionne particulièrement selon différents principes de la thermodynamique est une idée qui apparaît souvent très intéressante, mais ne peut réussir que si elle est effectuée avec une pleine compréhension des principes et des caractéristiques de fonctionnement du compresseur et de la turbine. Cette adaptation entre le moteur, le turbocompresseur et tous les organes qui s'y rattachent est l'un des enjeux industriels les plus importants dans la suralimentation. Le choix des composants du turbocompresseur pour constituer un système complet d'un moteur suralimenté est un équilibre complexe de considérations de conception. Le régime du moteur étant variable, la performance requise doit satisfaire la plus grande plage de fonctionnement possible. Dans un marché compétitif, une performance élevée ainsi qu'une bonne économie de carburant seront nécessaires. Ces critères doivent être remplis avec un turbocompresseur nécessitant le moins d'espace et ajoutant le moins de poids possible. L'adaptation du turbocompresseur au moteur n'est pas une problématique récente mais les normes anti-pollution de plus en plus sévères obligent les constructeurs automobiles à maîtriser davantage les émissions polluantes des moteurs. Pour mener à bien les calculs qui permettent d'adapter le moteur au turbocompresseur, il est nécessaire d'avoir une représentation exacte de chaque composant du turbocompresseur et une capacité à déterminer le comportement de l'ensemble du système avec tous ses composants. Ceci nécessite une bonne compréhension de l'écoulement à l'intérieur du turbocompresseur, alors la question qui fait l'objet de la présente étude.

3. Objectifs de l'étude

- Considérer les différents constituants du turbocompresseur que ce soit le compresseur centrifuge ou la turbine centripète comme géométries complexes sièges d'un écoulement turbulent compressible, et mettre au point les modèles géométriques adéquats de ces configurations (voir figure ci-dessous).

- Exploitant les fonctionnalités fournies par le logiciel **GAMBIT** (Geometry And Mesh Building Intelligent Toolkit) pour faire une conception détaillée des aubes des rotors, des diffuseurs (distributeurs) et de la volute de chaque élément.
- Cibler le maillage adéquat qui est susceptible à mener vers une convergence satisfaisante avec un temps de calcul le plus court possible.
- Choix de la simulation numérique, en utilisant les codes de calcul **fluent** et **CFX** qui peuvent conduire à un compromis entre la signification physique et la qualité numérique des résultats.
- En effet la finalité est d'optimiser les performances du turbocompresseur, à travers l'analyse CFD de l'impact de la géométrie de chaque élément sur les performances.



4. Organisation du manuscrit

Le manuscrit se compose de quatre chapitres, une introduction générale et une conclusion générale.

Le **premier chapitre** consiste en une étude bibliographique des travaux antérieurs numériques et expérimentaux sur l'écoulement turbulent à travers le compresseur centrifuge, et à travers la turbine radiale.

Tandis que au **deuxième chapitre**, on s'intéresse à présenter les modèles mathématiques, qui consistent aux équations de Navier-Stokes écrites sous formes instantanées puis moyennées, en accord avec les fermetures qui accompagnent les modèles de turbulence, Et aux principales relations utilisées pour le calcul des performances selon l'approche thermodynamique (équations d'Euler). En fin le modèle dite à référentiel mobile utilisé pour simuler la rotation à l'état stationnaire des rotors.

Dans le **troisième chapitre**, on traite le cas de la turbine radiale. Où les modèles géométriques et leurs conceptions et les détails des maillages et des conditions aux limites utilisées dans la simulation sont incluses. L'analyse de l'écoulement turbulent à travers la turbine radiale est notamment présentée.

Le **quatrième chapitre**, est consacré au compresseur centrifuge, ces résultats et leurs discussions, le champ dynamique de l'écoulement, les paramètres de la turbulence, la sensibilité des performances aux paramètres géométriques sont présentés, tandis qu'à la validation du modèle CFD est faite uniquement pour un cas de base pour une configuration de compresseur a diffuseur lisse par un travail numérique et expérimental.

Enfin, une conclusion générale comportant les perspectives, que nous comptons explorer pour une éventuelle continuation du présent travail.

Chapitre I

État de l'art

1.1 Travaux sur le compresseur centrifuge

Ali Pinarbasi (2009) a quantifié la turbulence et l'effet de l'angle de calage à la sortie du compresseur centrifuge à l'aide du triple anémométrie à fil chaud pour les trois directions de l'espace. Les aubes du diffuseur aval sont calées pour avoir une influence significative sur le débit dans l'espace amont à l'entrée du compresseur (fig. 1.1). Les résultats donnent un aperçu des mécanismes de la turbulence et sa responsabilité des pertes et montre que pour les simulations avec le mode (RANS) y compris les modèles standard d'une ou deux

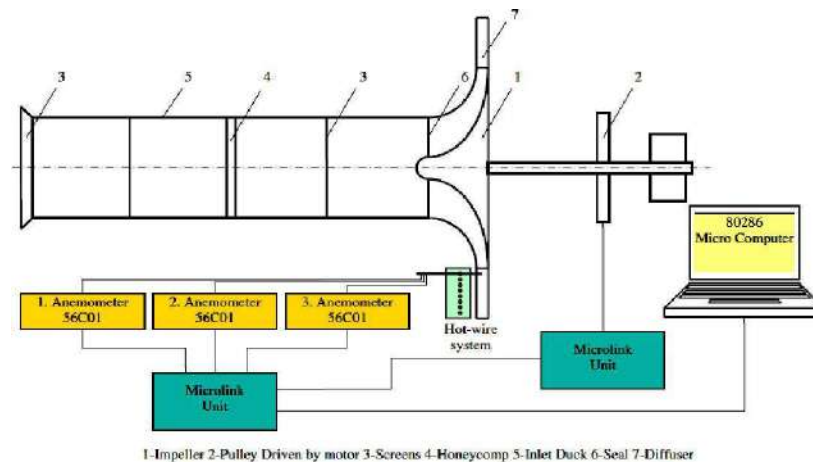


Fig.1.1 : Mesure de la turbulence à la sortie du compresseur centrifuge, Ali Pinarbasi (2009).

équations, il se peut-être pas suffisant pour ces modèles de les capter avec précision à la sortie du compresseur même pour les petits tourbions.

Ozturk Tatar (2008) a simulé numériquement l'écoulement stationnaire incompressible à travers un compresseur centrifuge à diffuseur lisse, à l'aide de la méthode des volumes finis (FVM), couplé avec le modèle de turbulence k-ε Standard, en utilisant le code FLUENT pour résoudre les équations de Navier-Stokes avec la condition du débit de conception. Les contours de la vitesse, la pression et l'énergie cinétique de turbulence (fig. 1.2) ont été calculées sur huit stations à travers le diffuseur, d'où les régions de mélange turbulent sont identifiées. Le champ d'écoulement à l'entrée du diffuseur montre clairement le type d'écoulement jet-sillage au niveau de la roue. Le sillage de passage se trouve au voisinage du côté enveloppe du diffuseur et les mélanges à lentement que le flux passe à travers le diffuseur. En revanche, le sillage de sortie d'aubes se mélange dehors rapidement dans le diffuseur. Concordance étroite a été observée entre la simulation numérique et les résultats expérimentaux.

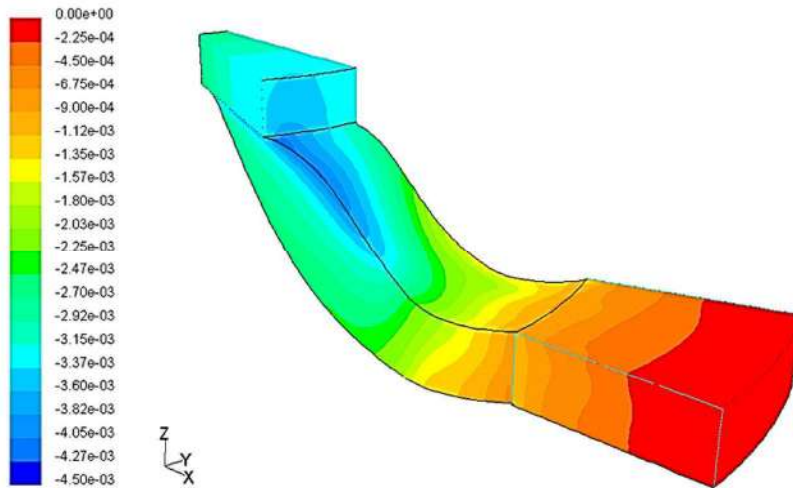


Fig. 1.2 : Contours de la pression moyenne, Ozturk Tatar (2008)

ZHENG XinQian (2013) a étudié les effets du nombre de Reynolds sur le rendement d'un compresseur du turbocompresseur à rapport de pression élevé par les expériences et simulation numérique. Les résultats expérimentaux montrent que le taux de compression et le rendement du compresseur respectivement reculé de 7,9 % et 6,9 % lorsque le nombre de Reynolds sera en baisse de $9,86 \times 10^5$ à $2,96 \times 10^5$. La simulation numérique permet de prédire une tendance semblable comme les résultats expérimentaux mais il sous-estime la détérioration de la performance en conditions de nombre de Reynolds faible. Selon les résultats de la simulation, l'épaisseur de la couche limite s'accroît à l'inducteur, qui diminue la région du col et mène au plus petit débit massique de starter, (Figs. 1.3, 1.4).

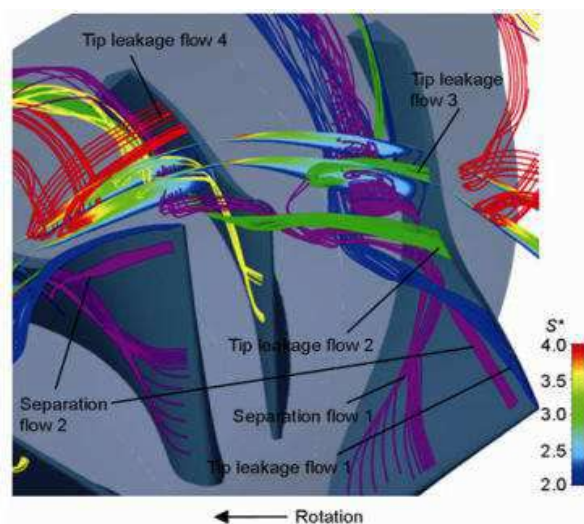


Fig. 1.3 : Structure des vortex et lignes de courant dans le passage entre les aubes sous la condition du faible nombre de Reynolds, ZHENG XinQian (2013)

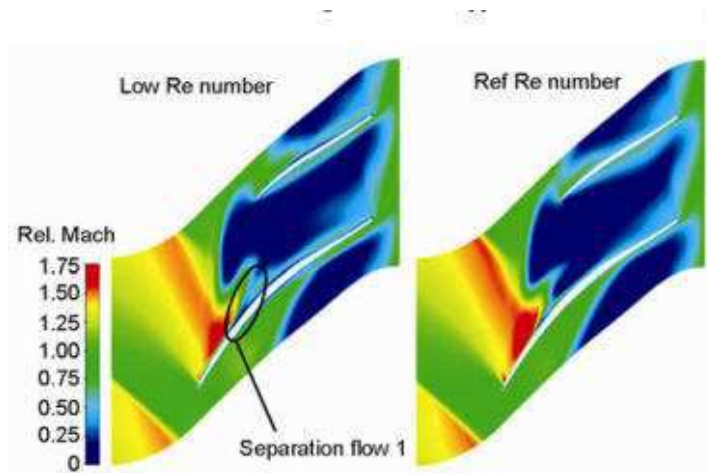


Fig. 1.4 : Contours du nombre de Mach relatif, ZHENG XinQian (2013)

Syed Noman Danish (2014) à investigué numériquement la structure de l'écoulement et les performances dans un compresseur centrifuge à aubes superposées (tandem) sans enveloppe (unshrouded) comparativement à un compresseur conventionnel. Les caractéristiques de l'étage sont explorées pour différents jeux de pointe, espacements axiaux et circonférentielles. La roue conventionnelle a été modifiée à aubes superposées (tandem) sans aucune modification d'angle de verrouillage à la sortie, ni du passage méridien du gaz, afin d'avoir une vraie comparaison avec la conception classique. Dégradation des performances est observée pour les deux conceptions classiques et tandem avec l'augmentation du jeu de pointe. Il est évident que la conception classique montre des meilleures performances à des débits modérés. Cependant ; près de la limite de blocage, la version tandem donne de meilleurs résultats principalement en raison de l'augmentation de la section du col. Le débit du point de pompage semble également tomber pour le compresseur en tandem, ce qui entraîne une augmentation de la plage de fonctionnement (Fig 1.5).

Mahdi Nili-Ahmadabadi (2008) à étudié le compresseur centrifuge d'un turbocompresseur expérimentalement et numériquement. Les caractéristiques de performance du compresseur ont été obtenues expérimentalement par des mesures de paramètres de vitesse et le débit du rotor à l'entrée et la sortie du compresseur. Le champ d'écoulement dans le rotor, le diffuseur et la volute (Fig. 1.6) a été analysé numériquement en résolvant les équations de Navier-Stokes avec modèle de turbulence SST. Les caractéristiques de performances du compresseur ont été obtenues numériquement, qui ont ensuite été comparées avec les résultats expérimentaux.

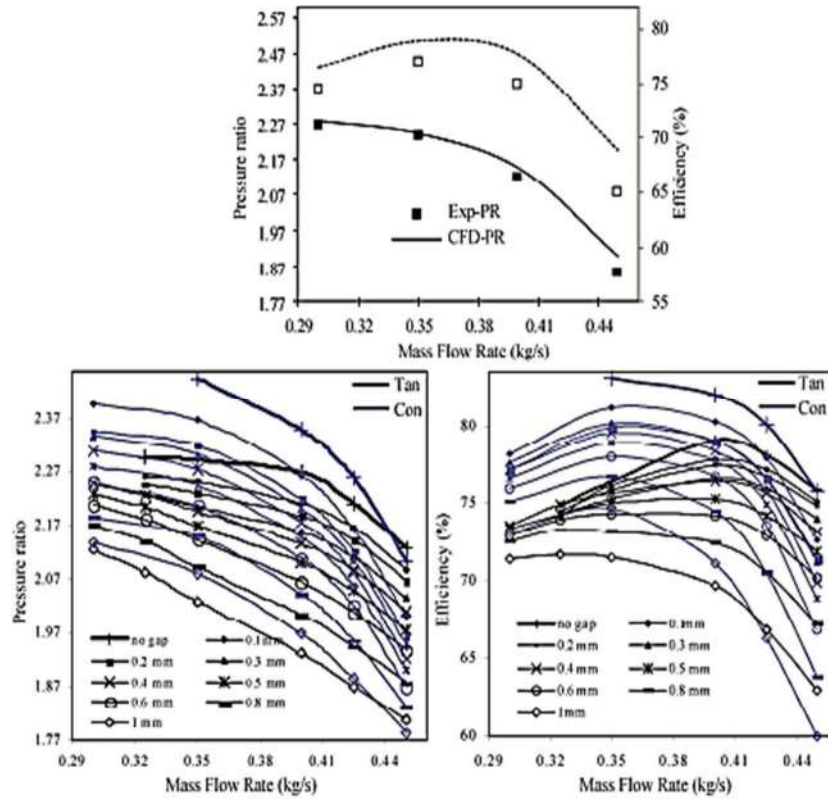


Fig. 1.5 : Courbes caractéristiques du compresseur classique et en tandem pour différents espacements de pointe, Syed Noman Danish (2014)

La comparaison montre un bon accord. En outre, l'effet du rapport des sections et l'effet du jeu de pointe (Fig. 1.7) sur les paramètres de performance et le champ d'écoulement ont été étudiés numériquement. Les résultats obtenus pour le point de conception, montrent un pic du rapport de pression pour un rapport de section de 0.97 et un pic du rendement pour un rapport de section

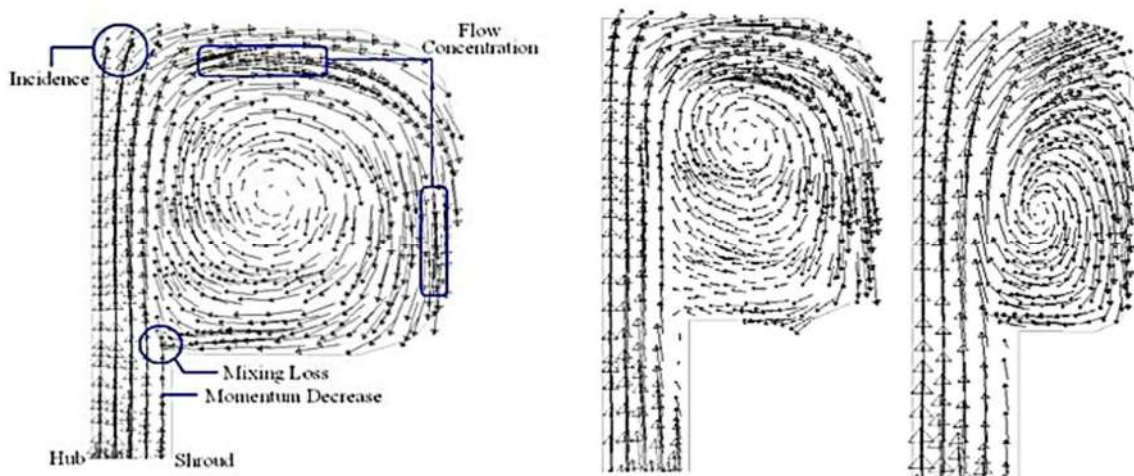


Fig. 1.6 : Plot des vecteurs vitesses dans la volute pour les angles 90°, 180° et 270° au point de conception, Mahdi Nili-Ahmadabadi (2008)

de 0.87. L'incrément du jeu de pointe entre 0 et 1mm a conduit à une diminution de 20% du rendement.

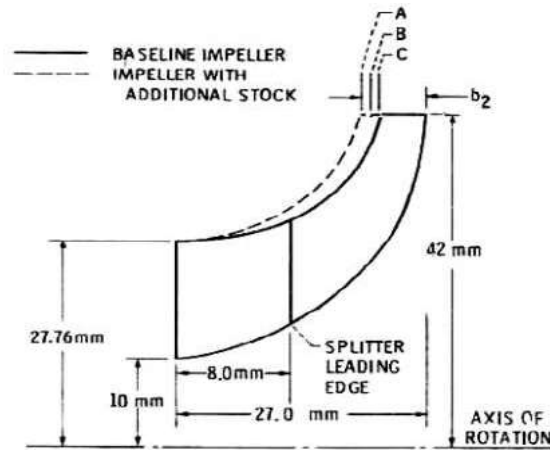


Fig. 1.7 : Les rapports des sections à la sortie, Mahdi Nili-Ahmadabadi (2008)

Dans l'étude faite par : WANG Leilei (2015), la distribution du champ de l'écoulement à travers le compresseur centrifuge est significativement affectée par la géométrie non-axisymétrique de la volute. Les méthodes expérimentales et numériques de simulation ont été adoptées dans ce travail à étudier l'écoulement avec des conditions de débits différents (Figs. 1.8, 1.9) Les résultats montrent que la répartition de la pression dans la volute est caractérisée par le phénomène de non-uniformité circonférentiel et la fluctuation de la pression sur la zone de haute pression statique se propage à l'inverse vers l'amont, qui se traduit par l'écoulement non-axisymétrique à l'intérieur du compresseur.

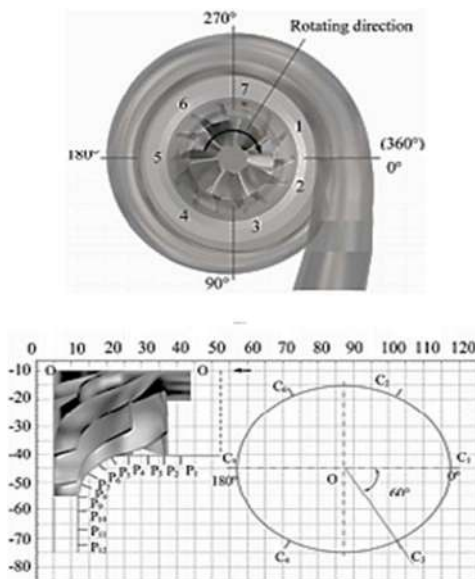


Fig. 1.8 : localisation des points de mesure, WANG Leilei (2015)

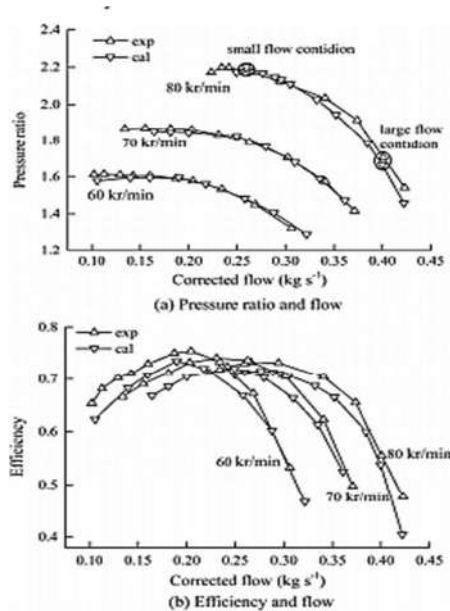


Fig. 1.9 : Comparaison des performances aérodynamiques entre numérique et expérimentale, WANG Leilei (2015)

Des roues à aubes centrifuges à plusieurs étages avec quatre angles d'inclinaison différents ont été étudiées par Labib (2012) en utilisant la CFD, dans le but de voir l'influence de l'angle à la pointe de l'aube de l'entrée de la roue. Quatre variations d'angles, soit 8° , 10° , 15° et 20° (fig.11), ont été réalisées à la première étape. Les équations de Navier Stokes en moyenne de Reynolds ont été utilisées dans la simulation avec un modèle de turbulence $k-\omega$ de transport des contraintes de cisaillement (SST) et une approche du plan de mélange, respectivement. Les écoulements tridimensionnels de fluide ont été simplifiés en utilisant un modèle périodique pour réduire le coût de calcul et le temps requis. On s'attendait à une bonne performance que le flux secondaire pourrait être effectivement réduit dans le passage d'écoulement de la turbine sans augmentation excessive du coût de fabrication causé par le flux secondaire. Les résultats montrent que le flux secondaire affecte le flux principal de manière complexe pour former des vortex ou une vitesse non uniforme dans le passage d'écoulement, ce qui entraîne une perte substantielle d'énergie de fluide non seulement dans la roue, mais aussi dans l'aube de guidage en aval de la roue (fig. 1.11). Les solutions numériques ont été réalisées et ont permis d'obtenir des conditions optimales de conception et de fonctionnement.

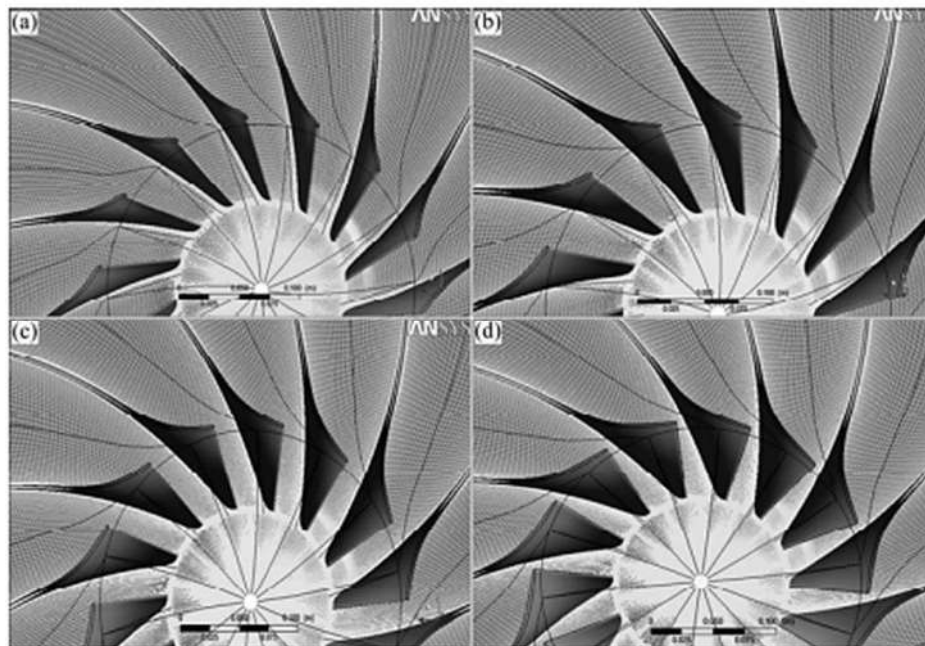


Fig. 1.10 : angle d'inclinaison à l'entrée des aubes de la première roue, (a) : 8° , (b) : 10° , (c) : 15° , (d) : 20° , Labib (2012)

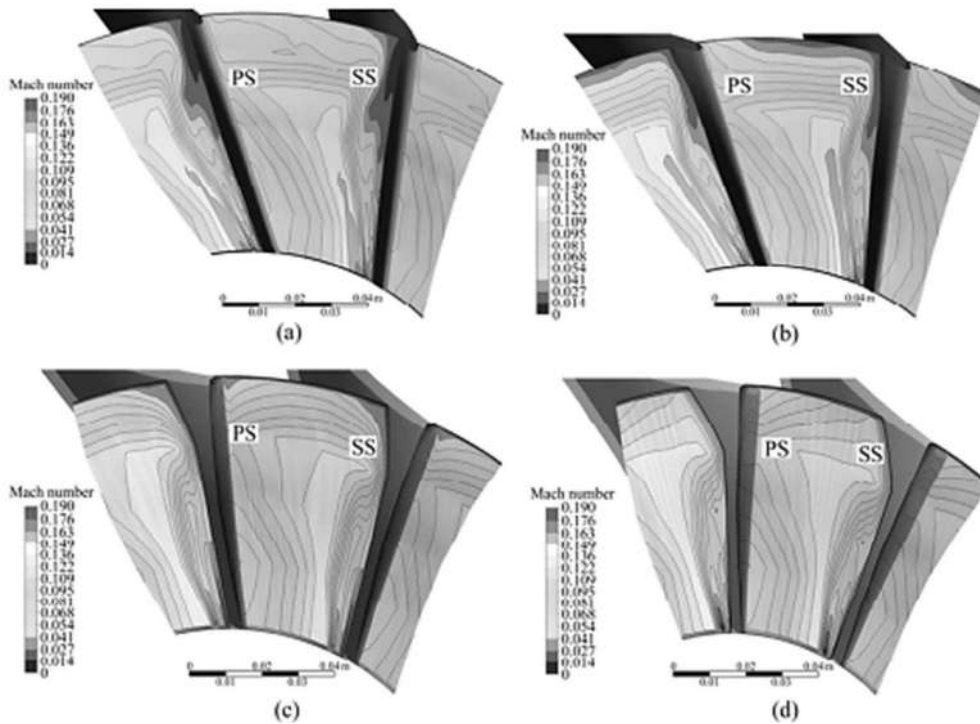


Fig. 1.11 : contours du nombre de Mach pour différents angles d'inclinaison à l'entrée des aubes, (a) :8°, (b) :10°, (c) : 15°, (d) :20°, Labib (2012)

Kui Jiao (2009) s'est intéressé à étudier numériquement la sortie en double voies d'un compresseur centrifuge, la simulation était focalisé de l'entrée jusqu'à sortie de la volute. Il se trouve que cette double sorties a des performances différentes au niveau de chaque sorties, hautes performance et basse performances figures (1.12, 1.13). Une approche (RANS) est utilisée avec un model k-epsilon en comparant avec le cas conventionnel à une volute les résultats obtenus montrent un rendement élevé pour les deux volutes. Il le sera encore plus pour les faibles régimes de fonctionnement où une des deux volutes est fermée.

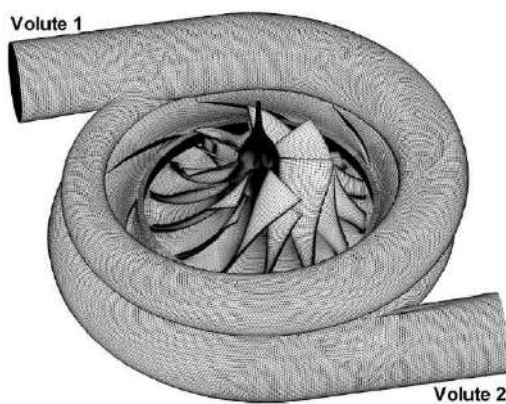


Fig. 1.12 : Compresseur centrifuge à double volute, Kui Jiao (2009)

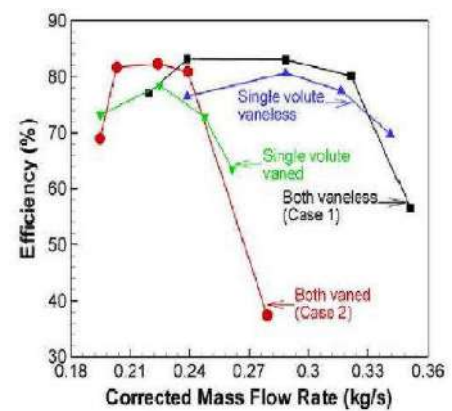


Fig. 1.13 : Rendement isentropique pour simple et double volute, Kui Jiao (2009)

XinQian Zheng (2010) a étudié un compresseur transsonique de rapport de pression élevé. Les résultats expérimentaux montrent que le taux de compression maximal de ce turbocompresseur est environ 4.2, l'efficacité maximale est supérieure à 80 % et la gamme de débit stable à la vitesse de rotation de conception est de 34 %. Un turbocompresseur avec ce compresseur transsonique a été appliqué à des recherches de véhicule actuellement en montrant une amélioration de la densité de puissance de 40 %. Les résultats de simulation numériques concernant le nombre de Mach et les performances (Figs. 1.14 et 1.15) montrent que le rapport de pression requis pour un compresseur centrifuge de turbocompresseur augmente avec la densité de puissance pour le moteur à combustion interne. Alors le rapport de pression élevé provoque un champ d'écoulement transsonique à l'entrée de la roue. Par conséquent une réduction de la plage de fonctionnement et une détérioration du rendement.



Fig. 1.14 : Contours du nombre de Mach relatif et vecteurs de la vitesse relative, XinQian Zheng (2010)

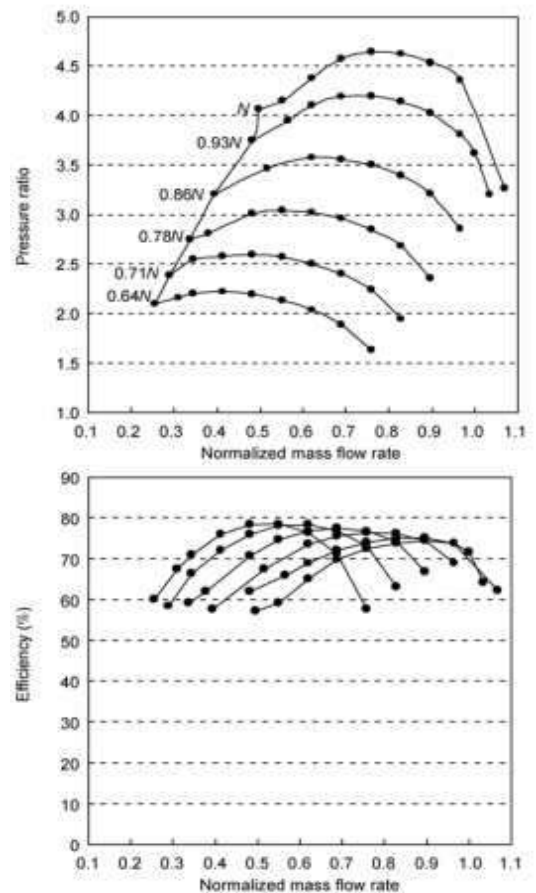


Fig. 1.15 : Performances obtenues par CFD, XinQian Zheng (2010)

WANG Leilei (2013) a étudié L'impact sur les performances du compresseur d'un turbocompresseur de véhicule de la conduite d'amenée. Tout d'abord, une expérience a été réalisée afin de déterminer les performances du compresseur en trois cas : un tuyau d'arrivée droit, un tuyau d'arrivée en coude long et un tuyau en coude court. Ensuite, des capteurs

dynamiques ont été installés à des positions clés (Fig. 1.16) pour percevoir le signal de la pression instationnaire du compresseur centrifuge. Combiné avec les résultats des simulations numériques, la distorsion totale de la pression dans les tuyaux, les distributions de pression sur les aubes et la variabilité de la pression dans le diffuseur sont étudiées en détail. Les résultats peuvent être résumés comme suit : un tube d'arrivée coudé entraîne une distorsion à l'entrée du compresseur, ce qui conduit à la dégradation des performances (Fig. 1.17), et l'effet est plus apparent que le débit massique augmente. Si la géométrie d'admission est modifiée, les distributions et les intensités de fluctuation de la pression statique sur la surface principale de l'aube centrifuge et dans le diffuseur sont modifiées en conséquence.

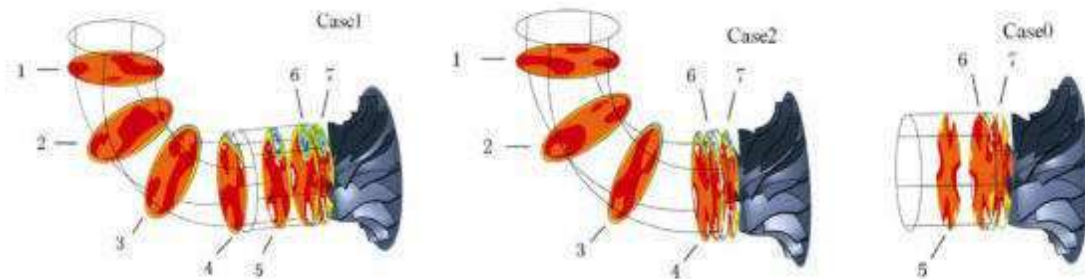


Fig. 1.16 : Sections de référence dans les trois cas de tube d'entrée, WANG Leilei (2013)

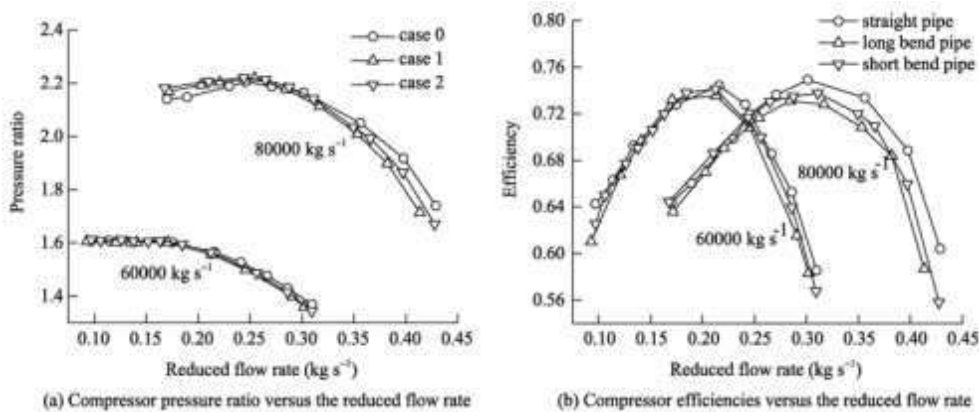


Fig. 1.17 : Performances du compresseur pour les trois cas d'entrée, WANG Leilei (2013)

Mohammad Mojaddam (2014) a investigué numériquement et expérimentalement un compresseur centrifuge d'un turbocompresseur avec un diffuseur lisse (Fig1.18). L'écoulement à l'intérieur du compresseur est analysé numériquement en utilisant un solveur Navier-Stokes avec un modèle de turbulence basé sur le transport de contraintes de cisaillement. Les courbes caractéristiques du compresseur (Fig. 1.19) et les contributions de ses composants à la chute de pression totale sont acquis en mesurant la pression statique et totale à différentes sections du

compresseur. Les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux. En particulier, les résultats montrent que les pertes liées à la roue sont plus élevées que ceux liés aux composants fixes à des conditions différentes, le premier provoquant une baisse d'au moins 15 % du rendement isentropique du compresseur. La contribution des composants fixes à la diminution du rendement est d'environ 4,8 % au débit massique correspondant au rendement maximal et se limite à 7,1 %. À faibles débits massiques, la contribution du diffuseur au déclin du rendement est plus élevée que celle de la volute. Cette constatation est inversée à hauts débits massiques.

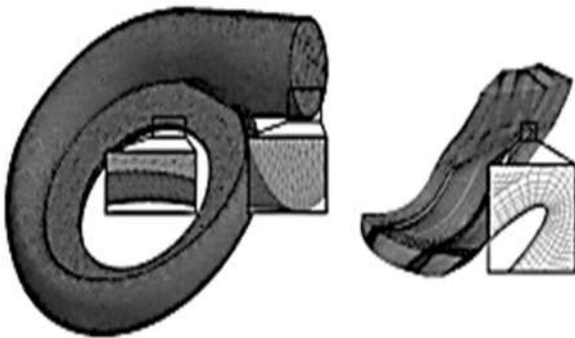


Fig. 1.18 : Maillage des différents composants du compresseur, Mohammad Mojaddam (2014)

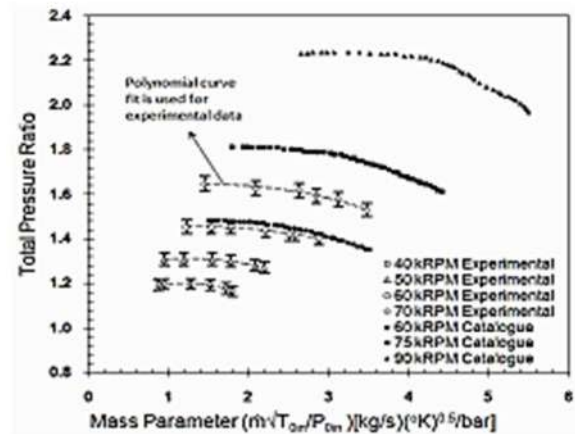


Fig. 1.19 : Courbes caractéristiques du rapport de pression totale, Mohammad Mojaddam (2014)

1.2 Travaux sur la turbine radiale

Galindo (2013), Propose une méthode CFD pour simuler l'écoulement dans la turbine radiale d'un turbocompresseur. Ils présentent une aperçue sur le modèle de calcul en terme de maillage, stratégie du maillage mobile et algorithme de calcul dans les simulations CFD turbomachines. Une nouvelle analyse de l'indépendance du maillage local est développée dans ce but. Cette procédure vise à distribuer les cellules plus efficacement en sélectionnant la taille des cellules appropriées pour les différentes régions du domaine de calcul afin d'optimiser l'utilisation des ressources informatiques disponibles. L'influence de la stratégie de déplacement des mailles a été analysée, et des petites différences ont été observées dans la région près du point du rendement maximum, alors que ces différences ont augmenté lorsque les conditions (off-design) ont été prises en compte. Enfin, une comparaison des résultats avec les données d'un banc d'essai expérimental montre que la méthode de calcul proposée peut être utilisée pour caractériser les turbomachines radiales, (Figure 1.20).

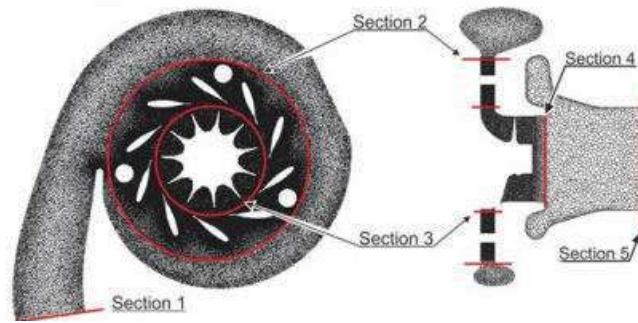


Fig. 1.20 : Représentation Schématique de la géométrie de la turbine et le maillage. Les différentes sections de traitement après-calcul sont incluses, Galindo (2013)

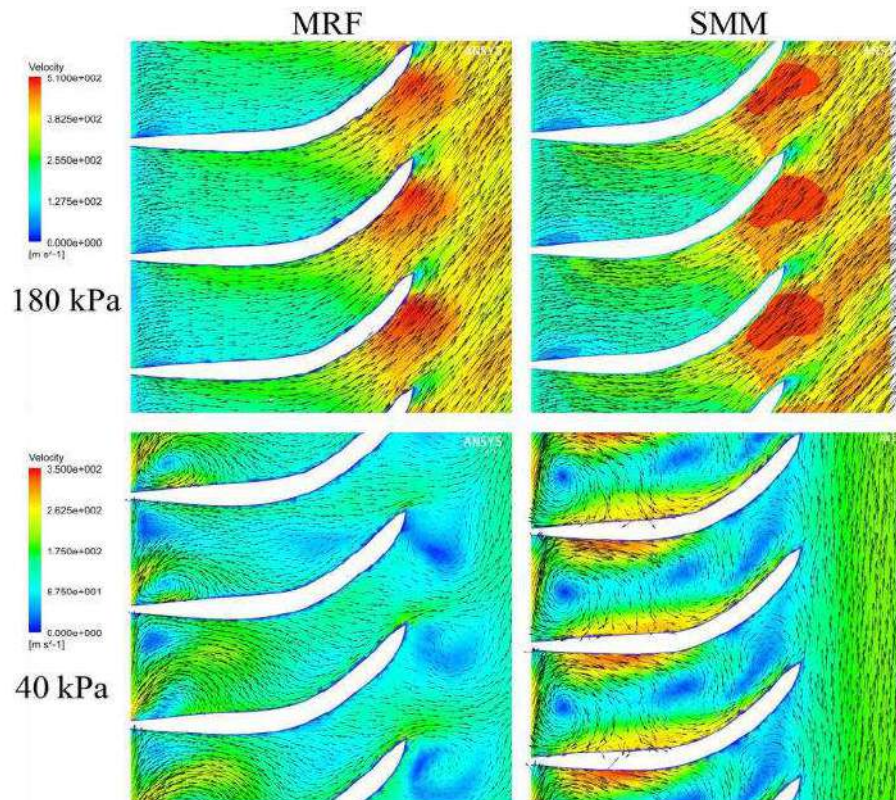


Fig. 1.21 : Comparaison des champs d'écoulement autour du rotor de la turbine pour deux techniques du maillage mobile et deux conditions de pression à l'entrée, Galindo (2013)

Wang Yunfei (2015) a simulé numériquement l'écoulement des gaz dans une turbine radiale possédant les avantages de petite taille et vitesse de rotation élevée afin d'étudier les caractéristiques du champ d'écoulement et la méthode de conception de la turbine pour trois sections de passage différentes (circulaire symétrique, Circulaire asymétrique, et trapézoïdale) (Fig. 1. 23). Les résultats de calcul montrent que le rendement d'un seul passage de la roue sans la volute est 80,1 %. Après prise en compte des facteurs de la perte causée par la volute et l'interaction entre chaque passage, la performance est plus précise selon le calcul de passage de l'écoulement entier avec la volute. Une région de forte charge rassemble à la mi-distance et le

rendement diminue à 76,6 %. La performance de la volute dont l'angle de la structure de la section trapézoïdale est égale à 70° est meilleure (Figs. 1.22-1.24).

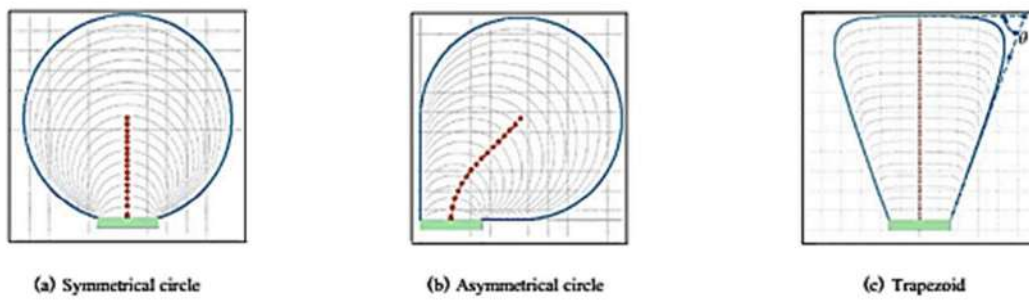


Fig. 1.22 : Les différentes sections de passage de la volute, Wang Yunfei (2015)

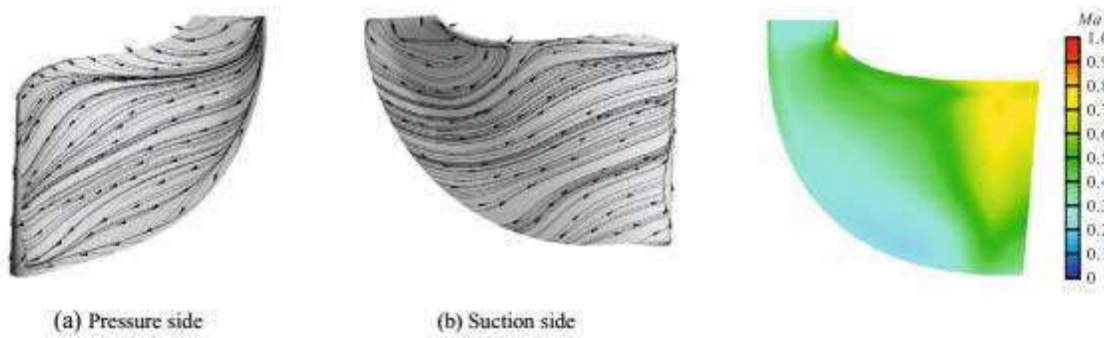


Fig. 1.23 : Lignes de courant sur la surface de l'aube, Wang Yunfei (2015)

Fig. 1.24 : Nombre de Mach relatif dans le plan méridien, Wang Yunfei (2015)

Chapitre II

Modèles mathématiques

2.1 Introduction

Afin de simuler avec précision l'écoulement de fluide interne à l'intérieur des géométries complexes, les équations classiques de la mécanique des milieux continus restent applicables dans le cas d'écoulements turbulents [27]. Ainsi, le point de départ de toute simulation numérique d'écoulement est l'ensemble des équations de Navier-Stokes sous forme instantanée auxquelles s'ajoute l'équation d'état du fluide permettant de fermer le système. Strictement parlant, les équations de Navier-Stokes sont uniquement celles qui expriment la variation de la quantité de mouvement auxquelles on y ajoute les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Ainsi, pour un écoulement de fluide visqueux, compressible et conducteur de chaleur en négligeant les forces volumiques extérieures (pesanteur, etc.), ces équations s'écrivent sous la forme instantanée suivante :

2.2 Équations de Navier-Stokes

Il s'agit d'un ensemble de cinq (deux équations différentielles partielles scalaires et 1 vecteur) qui décrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La forme intégrale des équations de Navier-Stokes est :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho dv + \int_s \rho U_j dn_j = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho U_i dv + \int_s \rho U_j U_j dn_j = - \int_s P dn_j + \int_s \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_v S_{U_i} dv \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \phi dv + \int_s \rho U_j \phi dn_j = \int_s \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_v S_\phi dv \quad (2.3)$$

Où ρ est la densité, v est le volume. U_i est la composante de vitesse. dn_j sont les éléments de surface, μ_{eff} est la viscosité effective, S_{U^i} est le terme source de quantité de mouvement. ϕ est l'énergie interne par unité de masse, Γ_{eff} est le flux de chaleur net effectif et S_ϕ est le terme source pour l'équation d'énergie. Puisqu'il n'y a pas de solution analytique générale aux équations de Navier-Stokes, cet ensemble d'équations est généralement résolu par des moyens numériques. De plus, les écoulements d'intérêt dans cette thèse sont turbulents, ce qui nécessite une modélisation mathématique supplémentaire. Bien qu'il soit possible de représenter chaque aspect d'écoulement (y compris la turbulence) en utilisant les équations de Navier Stokes seules grâce à une technique appelée simulation numérique directe (DNS), en pratique, cela est extrêmement coûteux en termes de ressources informatiques et n'est pratique que pour des problèmes académiques très simples à l'heure actuelle. Pour des problèmes plus

complexes, il est souhaitable de réduire le coût de calcul par l'augmentation des tailles de mailles et le pas de temps. Cela nécessite la modélisation du champ de turbulence non résolu.

2.3 Modélisation de la turbulence

Les écoulements turbulents se produisent à des nombres de Reynolds élevés, lorsque l'inertie du fluide submerge la viscosité du fluide, ce qui provoque des mouvements d'écoulement laminaire devenant instables. Dans ces conditions, l'écoulement se caractérise par des fluctuations rapides de pression et de vitesse qui sont intrinsèquement tridimensionnels et instables. L'écoulement turbulent est composé de gros tourbillons qui migrent à travers l'écoulement générant de plus petits tourbillons à mesure qu'ils avancent, ces petits tourbillons génèrent à leur tour de plus petits tourbillons jusqu'à ce qu'ils deviennent suffisamment petits pour que leur énergie soit dissipée en raison de présence de la viscosité moléculaire. Afin de résoudre directement les écoulements turbulents. Le plus petit des tourbillons doit être résolu dans la simulation afin de bien capturer le transport et la dissipation de l'énergie. Le plus petit tourbillon est caractérisé par les échelles de Kolmogorov de longueur, du temps et de vitesse [15] donnée par :

$$\eta \equiv \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad \tau \equiv \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad \nu \equiv (\nu \mathcal{E})^{1/4} \quad (2.4)$$

Où ν est la viscosité cinématique et $\varepsilon = -dk/dt$ est le taux pour lequel les tourbillons les plus grands fournissent de l'énergie. Malheureusement, la taille des échelles de Kolmogorov est trop petite pour être résolu dans la plupart des problèmes pratiques, y compris les écoulements étudiés dans cette thèse. L'influence totale des fluctuations turbulentes sur l'écoulement moyen doit donc être modélisée. Pour utiliser un maillage plus grand et capter encore l'écoulement turbulent, les équations de Navier-Stokes écrites en moyenne de Favre ou de masse volumique sont utilisées [15].

Equation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (2.5)$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{t}_{ij} - \overline{\rho u_j'' u_i''} \right) \quad (2.6)$$

Equation d'énergie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u_j'' u_i''}}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} u_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \tilde{u}_j \frac{\overline{\rho u_j'' u_i''}}{2} \right] = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-q_{Lj} - \overline{\rho u_j'' h''} + \overline{t_{ij} u_i''} - \overline{\rho u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{t}_{ij}) - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Où \tilde{u} indique ici la vitesse moyenne et u_i'' les fluctuations dues à la turbulence. On suppose que

$$u_i = U_i + u_i'' \quad (2.8)$$

La variable t_{ji} est le tenseur de contrainte visqueuse instantanée, h est l'enthalpie spécifique, et q_{Li} est le vecteur de flux thermique laminaire moyen.

La moyenne de Favre des équations de Navier-Stokes introduit des corrélations de vitesse plus élevées qui reflètent l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen. La moyenne de du tenseur de contraintes de Reynolds est lié à la moyenne temporelle produite par les fluctuations turbulentes de vitesse et est donné par :

$$\bar{\rho}\tau_{ij} = -\rho u_i'' u_j'' \quad (2.9)$$

Le tenseur de contrainte de Reynolds n'est pas généralement connu donc un modèle de fermeture est nécessaire pour relier ce tenseur aux champs de l'écoulement moyen. La plupart des modèles de turbulence fournissent une méthode pour calculer le tenseur de contraintes de Reynolds sans avoir résoudre le problème au niveau des échelles de Kolmogorov. L'une des façons pour faire ceci implique l'utilisation de l'approximation de Boussinesq pour la viscosité tourbillonnaire. Cette approximation exprime le tenseur de contrainte de Reynolds par le produit de la viscosité tourbillonnaire ν_T , et le tenseur moyen de déformation S_{ij} . La forme générale de cette approximation est :

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (2.10)$$

Et la spécification de la viscosité turbulente devient le sujet de la modélisation de turbulence. Au cours des 30-40 dernières années, de nombreux modèles de turbulences ont été proposés. En général, ils peuvent être divisés en les classes suivantes : algébrique, 1 équation [48], 2 équations [47] et les modèles des tensions de Reynolds. Le plus simple d'entre eux sont les modèles algébriques qui supposent une relation algébrique entre la viscosité turbulente et les échelles de longueur dans l'écoulement moyen. Généralement, ces modèles sont conceptuellement simples et faciles à mettre en œuvre. Cependant, ils ne sont applicables qu'aux écoulements turbulents simples, tels que la turbulence proche à l'équilibre, et les écoulements lentement variables. Les modèles algébriques ne sont pas applicables à des écoulements complexes impliquant des caractéristiques tridimensionnelles, une séparation, un swirl ou des écoulements avec compressibilité. En général, ces modèles sont limités par le fait

qu'ils ne tiennent compte que des propriétés locales de l'écoulement et non pas de l'historique en amont de la turbulence.

2.3.1 Modèle de longueur de mélange

Ce modèle tient compte des effets non locaux et des antécédents d'écoulement en utilisant une équation différentielle aux dérivées partielles pour déterminer l'un des champs scalaires dans l'approximation de la longueur de mélange (habituellement l'échelle de vitesse) et ainsi modéliser la turbulence. Ici, la viscosité cinématique turbulente est supposée être fonction de variables telles que l'énergie cinétique de turbulence, l'échelle de longueur de turbulence ou le nombre de Reynolds pour lequel une équation de transport a été formulée. Le modèle à une équation est incomplet car des constantes de fermeture sont nécessaires. Cependant, les modèles à une équation correctement calibrés ont obtenu une précision et un succès raisonnables pour une gamme de problèmes d'écoulements en ingénierie, y compris des écoulements aérodynamiques externes [48].

2.3.2 Modèle Spalart-Allmaras (une équation)

Le modèle de turbulence Spalart-Allmaras a été dérivé à l'aide de relations empiriques, l'analyse dimensionnelle et invariance galiléenne. Le but était de produire un modèle de transport turbulent qui était rapide, stable numériquement et raisonnablement précis pour les couches de cisaillement et des couches limites. Le modèle utilise la variable de turbulence $\tilde{\nu}$ qui a les dimensions de la viscosité. Le modèle peut être écrit comme :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_i \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} = \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right] + P(\tilde{\nu}) - D(\tilde{\nu}) \quad (2.11)$$

Le terme de production est donné par :

$$P(\tilde{\nu}) = C_{b1} \tilde{\nu} \left(\Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \right) \quad (2.12)$$

La dissipation est donnée par :

$$D(\tilde{\nu}) = C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (2.13)$$

Ω ici, indique le module de la vorticité, d représente la distance   la paroi la plus proche, f_{v2} et f_w sont donnés par:

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (2.14)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (2.15)$$

Le reste des fonctions sont données par :

$$f_{v1} = \frac{x^3}{x^3 + C_{v1}^3} \quad (2.16)$$

$$\chi = \frac{\tilde{v}}{\nu} \quad (2.17)$$

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad (2.18)$$

$$r = \frac{\tilde{v}}{(\Omega K^2 d^2 + \tilde{v} f_{v2})} \quad (2.19)$$

Les constants du modèle sont donnés dans le tableau ci-dessous

Tableau (2,1) : Constantes du modèle Spalart-Allmaras

C_{b1}	C_{b2}	σ	κ	C_{w1}	C_{w2}	C_{v1}
0.1355	0.622	2/3	0.41	$C_{b1} / \kappa^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma$	0.3	7.1

La viscosité turbulente est définie par :

$$\nu_t = \tilde{v} f_{v1} \quad (2.20)$$

2.3.3 Modèles à deux équations

Deux modèles d'équations sont largement utilisés dans l'industrie et dans les outils CFD commercialisés. Ces modèles utilisent des équations aux dérivées partielles pour décrire le transport de l'énergie cinétique de la turbulence et un équivalent de la gamme de longueur, à partir duquel on peut calculer la viscosité turbulente. Les deux modèles à deux équations largement utilisés sont les modèles k- ϵ et k- ω . Ils offrent un bon compromis entre l'effort numérique et la précision de calcul. La vitesse et l'échelle de longueur sont résolues utilisant des équations de transport. L'échelle de vitesse de turbulence est calculée de l'énergie cinétique turbulente qui est fournie par la solution de l'équation de transport. L'échelle de longueur turbulente est estimée à partir de deux propriétés du champ de turbulence, généralement l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation.

2.3.3.1 Modèle k- ϵ standard

C'est le 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 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. Pour contourner cette limitation, des lois de parois sont associées à ce modèle, compromettant parfois la

stabilité numérique. Le modèle de turbulence k- ε suppose que la viscosité cinématique turbulente est fonction de l'énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation. Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon - Y_M \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.22)$$

Où σ_k et σ_ε sont les nombre de Prandtl turbulents pour k et ε , dont les valeurs constantes de 1,0 et 1,3 sont utilisés, respectivement. G_K (kg/m s³) représente la production d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne et Y_M (s³ kg/m) est la contribution de la dilatation fluctuante en turbulence compressible pour le taux de dissipation, ils sont calculés comme suit :

$$G_K = \left[\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right) \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (2.23)$$

$$Y_M = 2 \rho \varepsilon \frac{k}{\gamma R T}, \text{ and } \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.24)$$

γ ; est le rapport des chaleurs spécifiques et la viscosité turbulente μ_t est donnée par [53] :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.25)$$

Ici k est l'énergie cinétique de turbulence et ε est le taux de dissipation par unité de masse. Dans le modèle k- ε , l'équation de viscosité cinématique est une fonction de l'énergie cinétique turbulente, k et le taux de dissipation ε . Le taux de dissipation représente le taux de transfert d'énergie À partir des grands tourbillons et est égale au taux de dissipation de dissipation dans les tourbillons à petite échelle. Des études ont montré que le modèle fonctionne mal dans les couches limites avec de forts gradients de pression. Il tend également à prédire plus que la pression indésirable turbulente de la viscosité de turbulence Gradients. Cependant, dans les écoulements à écoulement libre et les diffusions croisées, ce modèle tend à se dérouler assez bien.

2.3.3.2 Modèle RNG k- ε

Ce modèle a été développé à l'aide d'une méthode de renormalisation des équations de Navier-Stokes, appelée RNG (Re-Normalisation Groupe) par Yakhot et al [14], pour tenir compte des effets de plus petites échelles du mouvement. Dans le standard k-epsilon modèle

la viscosité turbulente est fixé sur une échelle de longueur unique de turbulence, de la diffusion turbulente calculée est que qui se produit seulement à l'échelle spécifiée, alors qu'en réalité, toutes les échelles du mouvement contribuera à la diffusion turbulente. L'approche RNG, qui est une technique mathématique qui peut être utilisée pour obtenir un modèle de turbulence semblable à la k-epsilon, se traduit par une forme modifiée de l'équation d'epsilon qui tente d'expliquer les différentes échelles de mouvement en modifiant l'expression de la production.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \epsilon - Y_M \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial (\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \epsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma \epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k - C_{2\epsilon}^* \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.27)$$

$$C_{2\epsilon}^* = C_{2\epsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (2.28)$$

$$\eta = Sk/\epsilon, \text{ et } S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad (2.29)$$

La viscosité turbulente étant calculée de la même manière qu'avec le modèle standard k-ε.

Il est intéressant de noter que les valeurs de toutes les constantes (sauf β) proviennent explicitement dans la procédure RNG. Avec les valeurs couramment utilisés dans l'équation standard k-ε entre parenthèses à titre de comparaison, ils sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Tableau (2,2) : Constantes des modèles k-ε standard et RNG k-ε

C_μ	σ_k	σ_ϵ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	η_0	β
0.0845	0.7194	0.7194	1.42	1.68	4.38	0.012
(0.09)	(1.0)	(1.30)	(1.44)	(1.92)		(Expérimental)

2.3.3.3 Modèle k-ω standard

Contrairement au modèle k-ε, ce modèle n'a pas besoin de l'incorporation de fonctions non-linéaires pour la simulation à faibles nombres de Reynolds. Néanmoins, l'implémentation de ce modèle exige une taille de maille près des parois très fine ($y^+ < 2$), 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. Le modèle k-ω suppose que la viscosité cinématique turbulente est fonction de l'énergie cinétique de turbulence et le taux de dissipation spécifique,

Le transport de l'énergie cinétique de la turbulence, k et Le taux de dissipation spécifique ω est modélisé à l'aide d'équations aux dérivées partielles comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_j)}{\partial x_j} &= \tau_{ij} \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{1}{2} \mu_T \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega U_j)}{\partial x_j} &= \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{1}{2} \mu_T \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (2.30)$$

Les coefficients de fermeture pour du modèle k - ω sont :

$$\alpha = 13 / 25. \quad (2.31)$$

$$\beta = 9 / 125 \frac{1 + 70 \chi_\omega}{1 + 80 \chi_\omega}, \chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(9 / 100 \omega)^3} \right| \quad (2.32)$$

$$\beta^* = 9 / 100 f_{\beta^*}, f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, \chi \leq 0 \\ \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 400 \chi_k^2}, \chi > 0 \end{cases}, \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.33)$$

Dans le modèle k - ω , la viscosité cinématique turbulente, ν_T , est fonction de l'énergie cinétique de la turbulence, k et le taux de dissipation spécifique, ω comme suit :

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega}, \text{ avec } \omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.34)$$

ω représente la fréquence caractéristique de la turbulence, son inverse représente l'échelle de temps caractéristique de la dissipation de l'énergie cinétique k .

Dans les équations précédentes, le terme Ω_{ij} est le tenseur de rotation moyen, S_{ij} est le tenseur de déformation moyen et μ est la viscosité dynamique moléculaire.

En raison des différences dans les forces et les faiblesses de k - ε . Et les modèles k - ω , les modèles mélangés sont maintenant très populaires parce qu'ils essaient de tirer parti du modèle k - ω dans les régions proches des parois et de la variante k - ε dans les régions de cisaillement libres.

Un exemple très précis de cette est le modèle Shear-Stress -Transport (SST) basé sur k - ω développé par Menter [20]. Le modèle SST est identique au modèle k - ε éloigné du mur et il est similaire au k - ω près du mur. De plus, elle tient compte du transport de contraintes de cisaillement turbulentes pour prédire avec précision l'apparition et l'amplitude de la séparation d'écoulement sous des gradients de pression négatifs. Ce comportement de transport est obtenu en utilisant un limiteur pour formuler la viscosité.

2.3.3.4 Modèle SST k- ω

En pratique, les modèles k- ϵ sont généralement plus précis dans les écoulements de type cisaillement et sont bien comportés dans le champ lointain. Les modèles k- ω sont plus précis et beaucoup plus numériquement stable dans la région près de la paroi. Reconnaisant que chaque modèle a sa force et sa faiblesse et que les formes des équations sont similaires, Menter [20] a proposé un modèle mixte qui est un modèle k- ω près de la paroi et les transitions vers un modèle k- ϵ loin de la paroi. Pour ce modèle :

L'énergie cinétique de turbulence obéir à l'équation :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_j)}{\partial x_j} = \rho P_k - C_\mu \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.35)$$

La fréquence caractéristique de la turbulence s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega U_j)}{\partial x_j} &= \gamma \frac{\omega}{k} \rho P_k - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2\rho(1 - F_1) \frac{\sigma_\omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \\ P_k &= \min \left(\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 20\beta^* k \omega \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

Avec les fonctions du modèle sont calculé comme suit :

$$F_1 = \tanh \left(\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_\omega k}{CD_{k\omega} y^2} \right]^4 \right) \quad (2.37)$$

$$F_2 = \tanh \left(\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right)^2 \right) \quad (2.38)$$

Où y ici est la distance normale à la paroi et $CD_{k\omega}$ est la partie positive du terme (cross-diffusion)

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-20} \right) \quad (2.39)$$

Les coefficients σ_k , σ_ω , γ , et β sont calculés en utilisant la formule générale suivante :

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2.40)$$

Où le ϕ_1 correspond aux coefficients du modèle k- ω et ϕ_2 correspond aux coefficients du modèle k- ϵ . La viscosité turbulente est calculée comme suit :

$$\mu_T = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (2.41)$$

Ici S est une mesure de la vitesse de déformation définie par $S = g$ et y est la distance au mur le plus proche. Des études antérieures ont montré que le modèle SST est l'un des modèles de turbulence à deux équations les plus fiables [19].

Alors que deux modèles de turbulences d'équations sont largement utilisés et dépendent de l'industrie, il existe quelques déficits fondamentaux dans l'approximation de Boussinesq, sur laquelle ces modèles de turbulence sont basés. Le principal problème est que l'approximation de Boussinesq suppose que les contraintes de Reynolds sont liées à la vitesse moyenne de déformation. En réalité, la viscosité des turbulences dépend de l'écoulement et non pas des propriétés du fluide. Cela signifie que l'historique des écoulements est important en ce sens que la viscosité turbulente est affectée par la turbulence en amont et la forme des parois solides.

Ces problèmes conduisent à une mauvaise prédiction des écoulements avec des changements brusques du taux de déformation. Des écoulements secondaires, des écoulements tourbillonnaires, des écoulements hautement tridimensionnels et des écoulements à grande séparation.

2.3.4 Modèle des contraintes de Reynolds (RSM)

Afin d'éviter d'utiliser l'approximation de Boussinesq. Une classe de modèles de turbulence appelés les modèles Reynolds-stress ont été développés. Ceux-ci sont appelés ainsi parce que les équations de transport car les contraintes de Reynolds sont résolues directement. Le résultat est un modèle de turbulence beaucoup plus complexe qui nécessite la solution de 7 équations différentielles partielles supplémentaires et la modélisation de 22 corrélations supplémentaires non précisées. Certains avantages possibles incluent la prise en compte intégrale de la convection et de la diffusion des contraintes de Reynolds de telle sorte que l'historique de l'écoulement est modélisé et qu'aucune relation locale entre les taux de contrainte et de contrainte n'est requise. En outre. Les anisotropies dans les contraintes de Reynolds peuvent être prises en compte naturellement, même en l'absence de taux de contrainte moyenne appliqué. Malheureusement, il subsiste des incertitudes dans la modélisation des différents termes apparaissant dans le modèle. Les trois modèles de contraintes de Reynolds les plus utilisés sont examinés ci-dessous.

Le modèle de transport des contrainte de Reynolds le plus connu et le plus soigneusement étudié est le modèle Launder-Reece-Rodi (LRR) [10]. Il est basé sur l'équation pour le taux

de dissipation. Les équations gouvernantes du modèle Launder-Reece-Rodi sont les suivantes :

$$\rho \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} = \rho U_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = -\rho P_{ij} - \rho \Pi_{ij} - 0.11 \frac{\delta}{\delta x_k} \left[\frac{\rho k}{\varepsilon} \left(\tau_{im} \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_m} + \tau_{jm} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_m} + \tau_{km} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_m} \right) \right] \quad (2.42)$$

Avec

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = 1.44 \frac{\rho \varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - 1.92 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} - 0.18 \left[\frac{\rho k}{\varepsilon} \tau_{km} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_m} \right] \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = & 1.8 \frac{\varepsilon}{k} \left(\tau_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - \frac{215}{275} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{70}{275} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \\ & - \frac{160}{275} k \left(S_{ij} - \frac{1}{3} s_{KK} \delta_{ij} \right) + \left[1.125 \frac{\varepsilon}{k} \left(\tau_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - 0.015 (P_{ij} - D_{ij}) \right] \frac{k^{3/2}}{\varepsilon n} \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\rho_{ij} = \tau_{im} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} + \tau_{jm} \frac{\partial U_i}{\partial x_m}, D_{ij} = \tau_{im} \frac{\partial U_m}{\partial x_j} + \tau_{jm} \frac{\partial U_m}{\partial x_i}, P = \frac{1}{2} P_{kk} \quad (2.45)$$

La première équation est l'équation de transport de tenseur des contraintes de Reynolds où r_{ij} est le tenseur de contrainte spécifique de Reynold, U_k est la vitesse moyenne. P_{ij} est le tenseur de production. S_{ij} est le delta de Kronecker, H_{ij} est le tenseur de corrélation force-tension. La deuxième équation est le calcul du taux de dissipation. La troisième équation est la corrélation force-pression dans laquelle D_{ij} est définie dans les relations auxiliaires, S_{ij} est le tenseur moyen de déformation et n est la distance normale. Le dernier ensemble d'équations sont des relations auxiliaires, désignant le tenseur de production, le tenseur D_{ij} et la pression statique moyenne. Une modification du modèle LRR a été postulée par Speziale. Sarkar et Gatski (1991) et est appelé le modèle SSG. Les équations modèles pour le modèle SSG sont les mêmes que celles du modèle LRR à l'exception de la corrélation de contrainte de pression. La corrélation force-effort pour le modèle SSG est modélisée comme suit :

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = & - \left(3.4 \varepsilon + 1.8 \tau_{mn} \frac{\partial U_m}{\partial x_n} \right) b_{ij} + 4.2 \varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{nm} \delta_{ij} \right) + (0.8 - 1.3 \sqrt{\Pi}) k S_{ij} \\ & + 1.25 k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) + 0.4 k (b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik}) \end{aligned} \quad (2.46)$$

Où ici b_{ij} est le tenseur des contraintes de Reynolds anisotropique et sans dimension.

Le troisième modèle de turbulence de stress de Reynolds est le modèle stress- ω . Les équations ci-dessous décrivent le tenseur des contraintes de Reynolds, le taux de dissipation spécifique,

la corrélation force-pression et certaines relations auxiliaires. Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\rho \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + \rho U_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = -\rho P_{ij} + \frac{3}{2} \beta^* \rho \omega \delta_{ij} - \rho \Pi_{ij} + \left[(\mu + 1/2 \mu_T) \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right] \quad (2.47)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho P_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{13}{25} \frac{\rho \omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} - \beta \rho^2 - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\mu + 1/2 \mu_T) \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right] \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = & \beta^* \frac{9}{5} \omega \left(\tau_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - \frac{213}{275} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \frac{54}{275} \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \\ & - \frac{136}{275} k \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\mu_T = \rho k / \omega, P_{ij} = \tau_{im} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} + \tau_{jm} \frac{\partial U_i}{\partial x_m}, D_{ij} = \tau_{im} \frac{\partial U_m}{\partial x_j} + \tau_{im} \frac{\partial U_m}{\partial x_i}, P = \frac{1}{2} P_{kk} \quad (2.50)$$

Les coefficients de fermeture sont :

$$\beta = \frac{9}{25} f_\beta, f_\beta = \frac{1 + 70 x_\omega}{1 + 80 x_\omega}, x_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_0^* \omega)^3} \right|, \beta^* = \frac{9}{100} \quad (2.51)$$

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, & x \leq 0 \\ \frac{1 + 640 x_k^2}{1 + 400 x_k^2}, & x > 0 \end{cases} \quad x_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.52)$$

Le modèle contraintes- ω est basé sur l'équation de ω . Il est donc susceptible d'être plus précis dans les régions proches de la paroi.

2.3.5 Modèle des contraintes algébrique (ASM)

Sous certaines hypothèses, les équations de transport des contraintes de Reynolds (Eq. 2.42, 2.43) peuvent être réduites à un système d'équations algébriques qui nécessitent la connaissance de l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation turbulente ε . Cette classe de modèles de turbulence est appelée un modèle algébrique de contraintes (ASM). Les modèles ASM réduisent le problème de fermeture à résoudre deux équations de transport et un système d'équations algébriques. C'est nettement plus rapide que de résoudre l'ensemble des équations des transports des contraintes de Reynolds complet. Les équations algébriques comprennent la plupart des modèles et des hypothèses qui ont été utilisés pour résoudre l'ensemble des équations.

Rodi [10] a suggéré que le transport de $\overline{u_i' u_j'}$ est proportionnelle au transport de l'énergie cinétique turbulente k , le facteur de proportionnalité étant le rapport $\frac{\overline{u_i' u_j'}}{k}$ (qui n'est pas une constante). Cela donne :

$$\frac{D\overline{u_i' u_j'}}{Dt} - Diff(\overline{u_i' u_j'}) = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{k} \left(\frac{Dk}{Dt} - Diff(k) \right) = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{k} (Production - \varepsilon) \quad (2.53)$$

Équation (2.53) est valide lorsque le changement temporel et spatial dans $\frac{\overline{u_i' u_j'}}{k}$ est petite comparé à la variation de $\overline{u_i' u_j'}$ elle-même. Le modèle de contraintes algébrique de Rodi est donné par :

$$\overline{u_i' u_j'} = k \left[\frac{2}{3} \delta_{ij} + \frac{\frac{(1-C_3)}{\varepsilon} \left(-\overline{u_i' u_l'} \frac{\partial U_i}{\partial x_l} - \overline{u_j' u_l'} \frac{\partial U_i}{\partial x_l} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{u_i' u_l'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}{-\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_1 + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - 1} \right] \quad (2.54)$$

Un modèle plus récent des contraintes algébrique est dérivé par Abid, R et al. [11] (AMGS) et donné par :

$$\begin{aligned} -\rho \overline{u_i' u_j'} &= 2\mu_t^* \left[\left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) + \alpha_4 \frac{k}{\varepsilon} (S_{ik} W_{kj} + S_{jk} W_{ki}) - \alpha_5 \frac{k}{\varepsilon} \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{lk} \delta_{ij} \right) \right] \\ &- \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.55)$$

Où :

$$\mu_t^* = \alpha_1 \frac{3(1+\eta^2) + 0.2(\eta^6 + \xi^6)}{3 + \eta^2 + 6\eta^2 \xi^2 + 6\xi^2 + \eta^6 + \xi^6} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.56)$$

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} (S_{ij} S_{ij})^{1/2} \quad (2.57)$$

$$\xi = \frac{k}{\varepsilon} (W_{ij} W_{ij})^{1/2} \quad (2.58)$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \left(\frac{4}{3} - C_2 \right) \frac{g}{2} & \alpha_2 &= (2 - C_3) \frac{g^2}{4} & \alpha_3 &= (2 - C_4) \frac{g^2}{4} \\ \alpha_4 &= (2 - C_4) \frac{g}{2} & \alpha_5 &= (2 - C_3) g & g &= \frac{1}{(C_1/2) + C_5 - 1} \end{aligned} \quad (2.59)$$

2.3.6 Simulation des grandes échelles. LES (Large Eddy Simulation)

Théoriquement, les équations de Navier-Stokes peuvent être utilisées pour simuler les écoulements turbulents. Le maillage utilisé dans une telle simulation devra être assez fin pour permettre aux plus petites échelles de longueur turbulente d'être réalisées et le pas de temps devra être assez petit pour simuler le spectre des fréquences turbulentes les plus élevées. En pratique, ces calculs sont coûteux pour des nombres de Reynolds élevés. Les équations de Navier-Stokes en moyenne Reynolds (RANS) ont été dérivées en supposant que toute l'instabilité due à la nature turbulente de l'écoulement pourrait être modélisée avec des corrélations empiriques. Cela réduit les échelles de temps et de longueur qui doivent être simulées, mais limite également l'applicabilité de la simulation des écoulements instables. La simulation des grandes échelles (LES) a été développée pour étendre la simulation d'écoulements instationnaires au-delà de la simulation directe (DNS). Le but recherché d'un calcul LES est d'obtenir une solution équivalente de la DNS pour les grande échelles turbulentes sur un maillage beaucoup plus grossière que celui demandé par la DNS. Une simulation LES nécessite :

1. un maillage assez fin pour discrétiser les petites échelles turbulentes presque isotropes.
2. Un schéma numérique à faible dissipation.
3. Une fonction de filtrage afin de déterminer la répartition du spectre turbulent en grille réalisée et régions de sous maille
4. Un modèle de turbulence à sous maille.

Une véritable simulation LES est plus qu'un calcul exécuté pour un Reynolds élevé sans un modèle de turbulence. Bien que la solution en résultant d'une telle simulation peut ressembler à un écoulement turbulent, la solution obtenue ne représentera probablement pas une solution DNS équivalente.

2.4 Equations pour un référentiel rotatif

Lorsque les équations du mouvement ont été résolues dans un cadre de référence tournant, l'accélération du fluide a été augmentée par des termes supplémentaires qui apparaissent dans les équations de quantité de mouvement. FLUENT permet de résoudre des problèmes de référentiel en rotation en utilisant la vitesse absolue V et La vitesse relative V_r , comme variable dépendante. Les deux vitesses sont liées par l'équation suivante [21]

$$V_r = V - \Omega \times r \quad (2.60)$$

Ici Ω est la vitesse angulaire et r est le vecteur de position dans le référentiel rotatif.

Le membre gauche de l'équation de quantité de mouvement apparaît comme suit pour un repère d'inertie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \nabla \cdot (\rho V V) \quad (2.61)$$

Pour un référentiel tournant, le membre gauche, écrit en termes de vitesse absolue devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \nabla \cdot (\rho V_r V_r) + \Omega \times V \quad (2.62)$$

En termes des vitesses relatives le membre gauche est donné par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_r) + \nabla \cdot (\rho V_r V_r) + 2\Omega \times V + \Omega \times \Omega \times r + \rho \frac{\partial \Omega}{\partial t} \times r \quad (2.63)$$

Où $2\Omega \times V + \Omega \times \Omega \times r$ est la force de Coriolis, le terme $\rho \frac{\partial \Omega}{\partial t} \times r$ est négligé.

En utilisant la formulation de vitesse relative pour des écoulements dans des domaines en rotation, l'équation pour la conservation de la masse, ou équation de continuité, peut être écrite comme suit pour les formulations de vitesse absolue et relative :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho V_r) = S_m \quad (2.64)$$

Équation d'énergie : FLUENT résout l'équation d'énergie sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\rho E + p)) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum_j h_j \kappa_j + u_j (T_{ij})_{eff} + S_n \right) \quad (2.65)$$

Où k_{eff} est la conductivité effective, et κ_j est le flux de diffusion de l'espèce j . Les trois premiers termes du côté droit de l'équation d'énergie représentent le transfert d'énergie dû à la conduction, à la diffusion des espèces et à la dissipation visqueuse, respectivement, S_n comprend la chaleur de la réaction chimique et toutes les autres sources de chaleur volumétrique s'ils existent. Dans l'équation d'énergie :

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad (2.66)$$

Où l'enthalpie sensible h est définie pour un gaz parfait comme suit :

$$h = \sum_{j'} m_j h_{j'} \quad (2.67)$$

m_j est la fraction molaire de l'espèce j , et $h_{j'}$ est définie par :

$$h_{j'} = \int_{T_{ref}}^T C_{p_j'} dT \quad (2.68)$$

Avec T_{ref} est prise égale à 298,15K.

2.5 Modélisation relative aux écoulements rencontrés dans les géométries complexes étudiées

La (figure 2.1) résume les écoulements rencontrés dans le compresseur centrifuge, d'après Lakshminarayana (1996), dont la modélisation mathématique est développée par la suite.

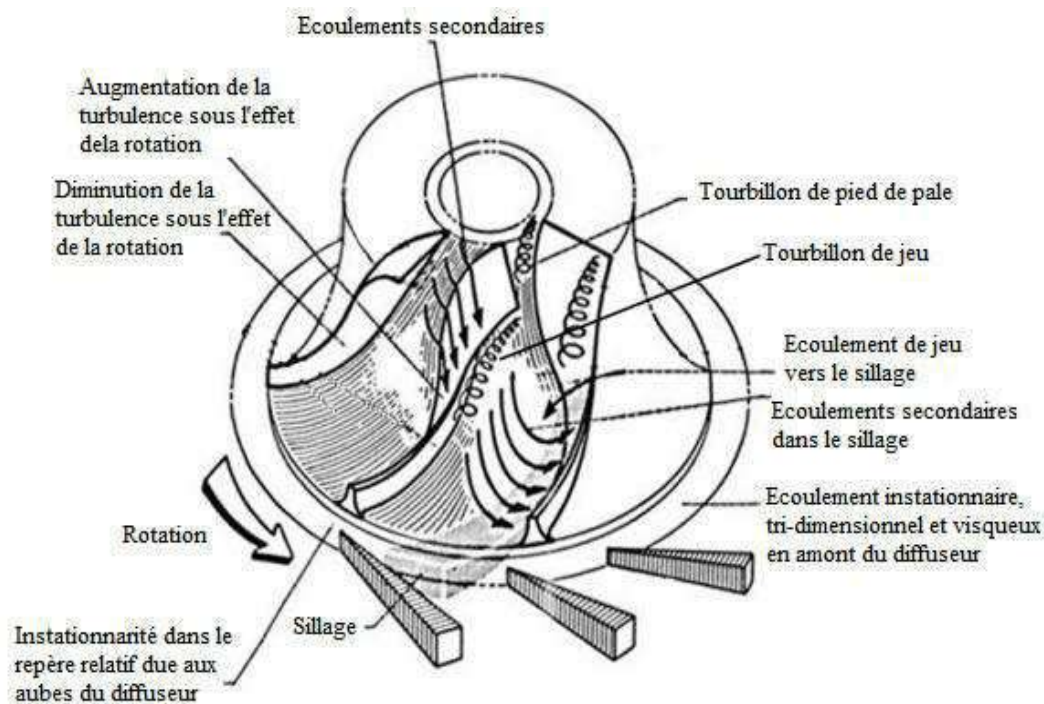


Fig. 2.1 Représentation schématique de l'écoulement dans un compresseur centrifuge, d'après Lakshminarayana (1996).

2.5.1 Bilan des forces non visqueuses (inertie, courbure, Coriolis, centrifuge)

s- streamwise (longitudinale)

n- normale (radiale à l'entrée, axiale à la sortie)

b- binormale (tangentielle)

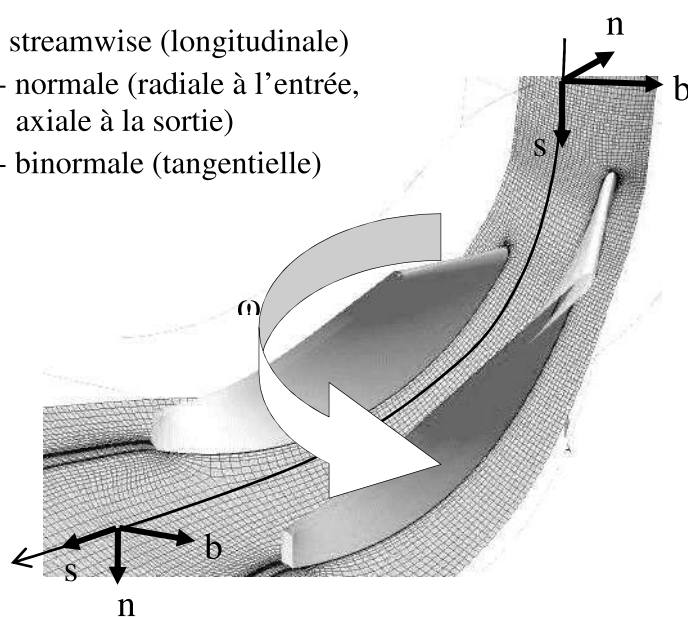


Fig. 2.2 Système de coordonnées intrinsèques dans la roue centrifuge

Pour un repère lié à la roue, L'équation d'Euler s'écrit :

$$(\vec{W} \cdot \nabla) \vec{W} + 2\vec{\Omega} \times \vec{W} - \Omega^2 \vec{r} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (2.69)$$

Pour un repère dit de Frenet $(\vec{s}, \vec{b}, \vec{n})$ indiqué par la (figure 2.2) cette équation s'écrit :

$$\underbrace{-W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{s}}_{\text{Inertie}} - \underbrace{W^2 \frac{\partial \vec{s}}{\partial s}}_{\text{Courbure}} - \underbrace{2\vec{\Omega} \times \vec{W}}_{\text{Coriolis}} + \underbrace{\Omega^2 r \vec{e}_r}_{\text{Centrifuge}} = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (2.70)$$

Cette équation contient quatres types de forces non visqueuses ; force d'inertie, de courbure, de Coriolis et force centrifuge, équilibrées par un gradient de pression. La représentation du bilan de ces forces est donnée par la (figure 2.3) dans un plan aube à aube, et par la (figure 2.4) dans un plan méridien, Tartousi (2011).

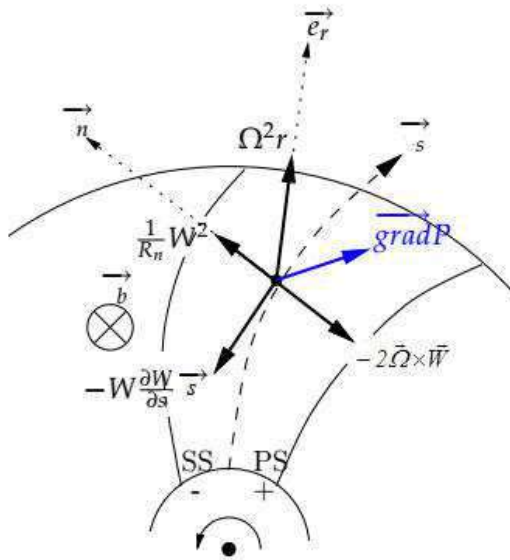


Fig. 2.3 bilan de force dans le plan aube à aube

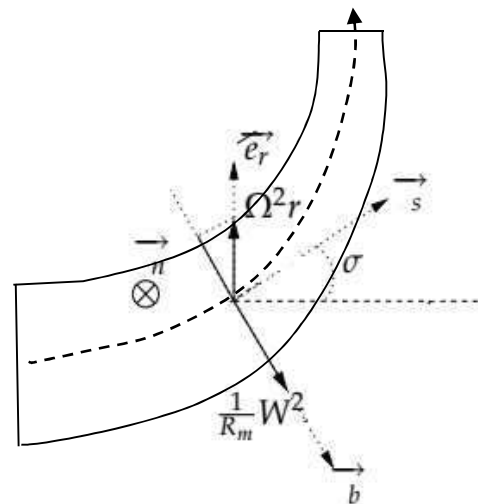


Fig. 2.4 bilan de force dans le plan méridien

2.5.2 Écoulement secondaire

L'écoulement secondaire est défini comme étant les composantes de vitesse dans un plan orthogonal à la direction de l'écoulement principal (figure 2.5) Soit un point A situant sur une ligne de courant principale passant près du carter, et un point B sur une ligne de courant principale passant près du moyeu, sachant que la vitesse W_A est inférieure à W_B , et les

gradients de pression $\left(\frac{\partial P}{\partial \theta}\right)_A = \left(\frac{\partial P}{\partial \theta}\right)_B$ par conséquent $\frac{W_A^2}{R_A} = \frac{W_B^2}{R_B}$ ($R_B \ll R_A$). Ceci signifie

que les particules à faible énergie cinétique sont déviées vers la face en dépression de l'aube.

Et suite à ce phénomène, des composantes de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'écoulement apparaissent, en donnant naissance à un écoulement secondaire sous d'une structure tourbillonnaire ou une structure jet-sillage (figure 2.6).

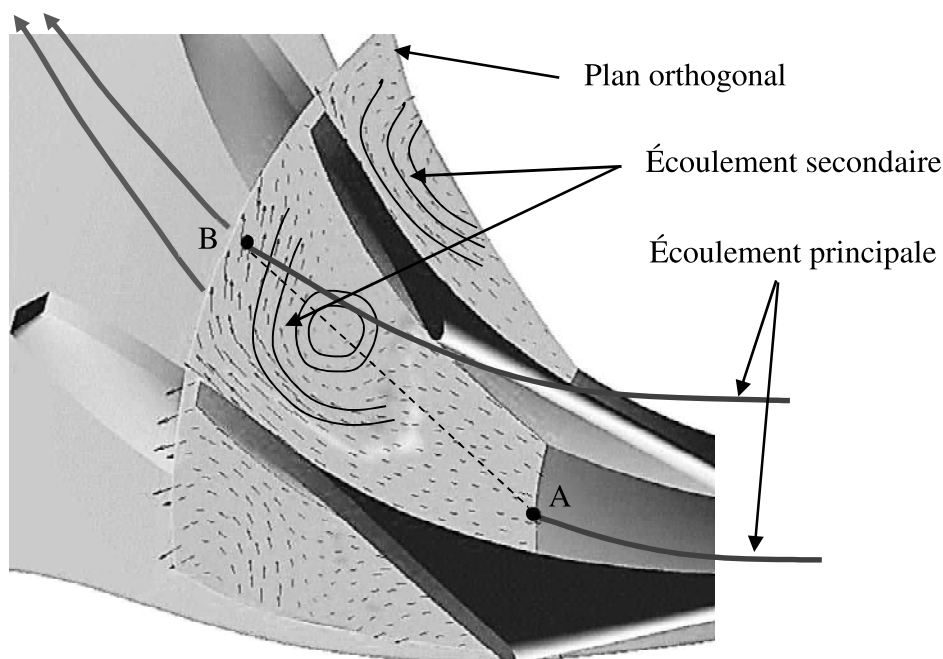


Fig. 2.5 Écoulement secondaire à travers le passage inter-aubage du compresseur centrifuge

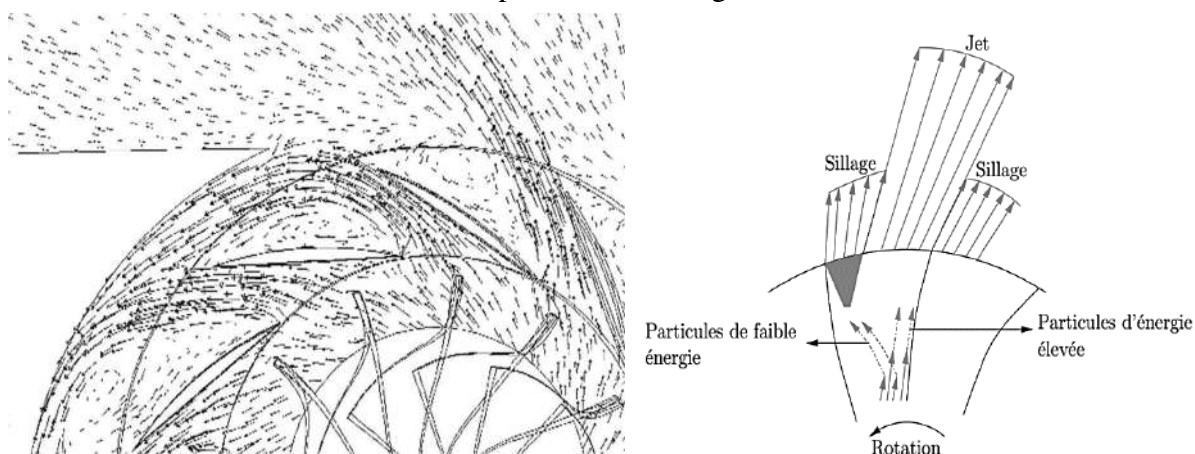


Fig 2.6 Structure jet-sillage

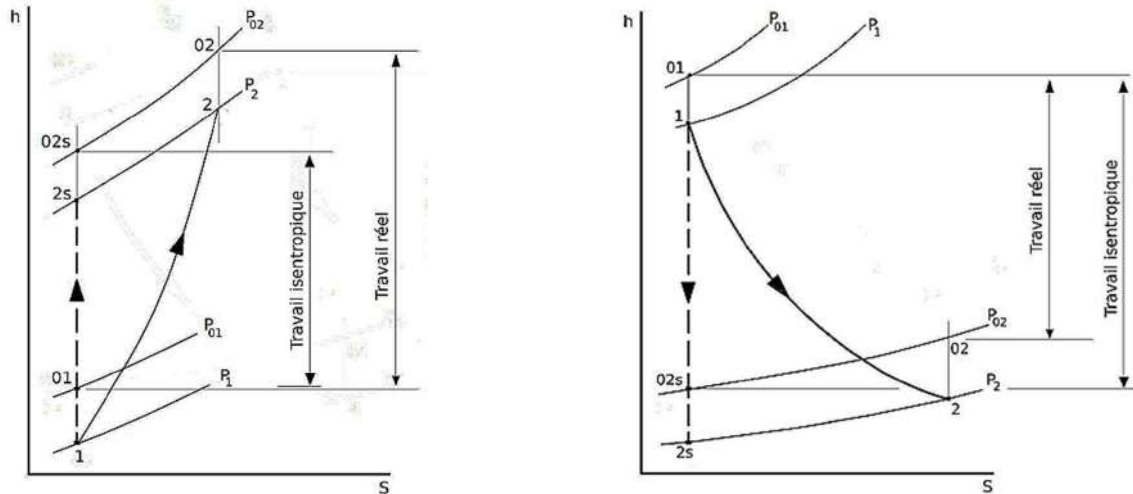
2.6 Modèle thermodynamique

2.6.1 Compresseur centrifuge

Dans une transformation adiabatique, en basant sur la loi des gaz parfaits, l'évolution du système est donné par :

$$D'une\ manière\ similaire,\ la\ p_2 = p_1 \left(\frac{T_{01}}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.71)$$

température statique T_1 est mesurée dans le courant fluide et la température totale T_{01} est mesurée avec l'échauffement par l'énergie cinétique



$$T_{01} = T_1 + \frac{C^2}{2C_p} \tag{2.72}$$

Le travail fourni ou récupéré d'une turbomachine à fluide compressible peut être retrouvé par le premier principe de la thermodynamique, le bilan d'énergie est donné par :

$$Q - W = \dot{m}[(h_2 + Ec_2 + Ep_2) - (h_1 Ec_1 + Ep_1)] \tag{2.73}$$

Où :

Q : La chaleur entrante au système,

W : Travail résultant du système,

\dot{m} : Le débit massique,

h : L'enthalpie spécifique,

Ec : L'énergie cinétique.

L'enthalpie totale est donnée par :

$$h_0 = h + Ec \tag{2.74}$$

En négligeant les pertes en énergie potentielle (valable pour un fluide à faible masse volumique) en supposant une transformation adiabatique :

$$- \dot{W} = \dot{m}(h_{02} - h_{01}) \tag{2.75}$$

Pour l'air et les gaz d'échappement ils sont considérés comme des gaz parfait, ils obéissent à une loi d'état de types :

$$pv = RT \tag{2.76}$$

où : R=8.314 est la constante des gaz parfait, les chaleurs massiques sont définies comme suit :

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad \text{et} \quad C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \tag{2.77}$$

Pour un gaz parfait, les chaleurs spécifiques en fonction de la température [2] :

$$C_p(T) = \frac{dh(T)}{dT} \quad (2.78)$$

$$C_v(T) = \frac{du(T)}{dT} \quad (2.79)$$

$$dh(T) = C_p(T)dT \quad (2.80)$$

Le travail résultant du système devient :

$$-W = \dot{m} C_p (T_{02} - T_{01}) \quad (2.81)$$

L'entropie pour un système réversible est donné par :

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (2.82)$$

Pour le cas irréversible s'exprime :

$$dS > \frac{dQ}{T} \quad (2.83)$$

Pour les transformations adiabatiques l'entropie est inchangée.

Effet de la compressibilité :

Les fluides compressibles sont caractérisés par le nombre de Mach, qui est défini par le rapport des forces d'inertie sur les forces de compressibilité :

$$M = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de compressibilité}} = \frac{C}{\sqrt{\gamma RT}} \quad (2.84)$$

Les grandeurs totales sont donnée par :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{(\gamma-1)}{2} M^2 \quad (2.85)$$

$$\left(\frac{P_0}{P}\right) = \left(1 + \frac{(\gamma-1)}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.86)$$

$$\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) = \left(1 + \frac{(\gamma-1)}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.87)$$

2.6.1.1 Rendement du compresseur

Le rendement isentropique du compresseur est défini comme le rapport entre le travail dans ce cas idéal, en supposant une compression isentropique, et le travail réel. Ainsi, le rendement d'un compresseur peut s'écrire :

$$\eta_{c,tt} = \frac{\text{Travail isentropique}}{\text{Travail réel}} = \frac{h_{t02s} - h_{t01}}{h_{t02} - h_{t01}} \quad (2.88)$$

Pour un gaz parfait, l'enthalpie est reliée à la température par la chaleur spécifique à pression constante, $h=C_pT$. Ainsi le rendement s'écrit :

$$\eta_{c,tt} = \frac{T_{t02s} - T_{t01}}{T_{t02} - T_{t01}} \quad (2.89)$$

Les indices 1 et 2 représentent respectivement l'entrée et la sortie du compresseur et l'indice s désigne l'état de compression idéale avec la même valeur d'entropie en entrée.

La température isentropique T_{02s} en sortie peut être reliée à la pression en sortie P_{02} par la loi

de Laplace $T_{02s}/T_{01} = (P_{02}/P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$. Finalement le rendement isentropique s'écrit :

$$\eta_{c,tt} = \frac{(P_{02}/P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{(T_{02}/T_{01}) - 1} \quad (2.90)$$

Cette équation montre que pour un rapport de pression imposé, le rendement sera d'autant plus élevé que la température en sortie sera faible.

2.6.1.2 Performance d'un compresseur

Pour un compresseur, les paramètres de performance les plus utilisés sont, le rapport de pression $\pi_{c,tt} = (P_{02}/P_{01})$ et le rendement $\eta_{c,tt}$, le premier détermine la pression effective moyenne et le deuxième influe sur la consommation du carburant.

La variation du rapport de pression en fonction du débit à plusieurs régimes de rotation peut définir une carte des courbes caractéristiques du compresseur (fig), le débit réduit est souvent

$$\text{utilisé } Q_{rt} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{01}/T_{ref}}}{P_{01}/P_{ref}} \quad (2.91)$$

La plage de fonctionnement stable d'un compresseur est limitée par le blocage sonique à forts débits et le pompage à faibles débits :

$$Plage = \frac{\dot{m}_{blocage} - \dot{m}_{pompage}}{\dot{m}_{blocage}} \quad (2.92)$$

Le pompage est caractérisé par des oscillations de pression et par une inversion de débit qui peut détruire rapidement le compresseur. La région de rendement maximum étant proche de la limite du pompage, il existe une plage dite plage de pompage qui détermine la limite de rapprochement d'un point stable à la zone de pompage :

$$Plage_{pompage} = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{pompage}}{\dot{m}_{blocage} - \dot{m}_{pompage}} \quad (2.93)$$

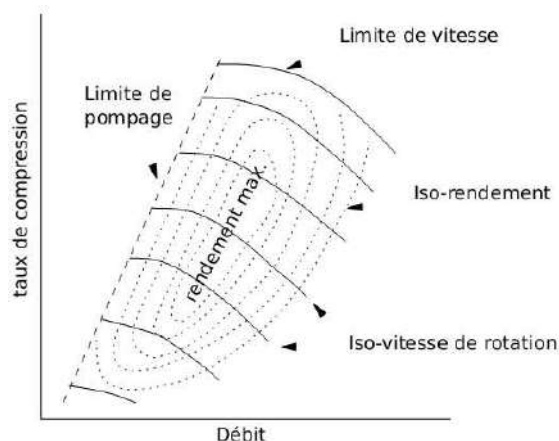


Fig. 2.7 Caractéristique de fonctionnement d'un compresseur centrifuge.

2.6.2 Rendement d'une turbine

Le rendement isentropique d'une turbine est défini comme le rapport entre travail réel produit au travail qui serait produit si la détente dans la turbine était isentropique, soit

$$\eta_{T,tt} = \frac{\text{Travail réel}}{\text{Travail isentropique}} = \frac{h_{t01} - h_{t02}}{h_{t01} - h_{t02s}} \quad (2.94)$$

Le rendement isentropique représente donc l'écart en enthalpie d'arrêt entre la détente réelle et la détente isentropique, le rendement isentropique s'écrit :

$$\eta_{T,tt} = \frac{(P_{02} / P_{01})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{(T_{02} / T_{01}) - 1} \quad (2.95)$$

2.6.3 Performance d'une turbine

Les courbes caractéristiques d'une turbine sont définies à travers le taux de détente $\pi_{T,tt} = (P_{01} / P_{02})$. Les courbes caractéristiques d'une turbine sont définies à travers le taux de détente.

Chapitre III

Écoulement à travers la turbine radiale

Écoulement à travers la turbine radiale

3.1 Introduction

Pour simuler l'écoulement dans une turbine radiale il faut suivre les étapes suivantes :

- 1- Définir la géométrie.
- 2- Générer le maillage.
- 3- Lancer la simulation.
- 4- Présenter et commenter les résultats.

Ces étapes sont faites par le code CFD ANSYS.16. La géométrie de la volute a été créée par, GAMBIT et puis maillé dans ICEM CFD. Le stator et le rotor sont créés dans BladeGen et puis transférés au TurboGrid pour le maillage, TurboGrid est très utile pour mailler les composants des turbomachines, puisque il permet de générer une excellente qualité de maillage hexaédrique. Il est souple pour les coins et les géométries complexes, Après avoir maillé tous les composants de la turbine, on les transfère au CFX pour la simulation. CFX-pre est très similaire a Fluent mais il est très utile pour traiter les simulations des turbomachines. CFX Solver Manager sert à résoudre le système d'équations. Les résultats seront visualisés par CFX-Post.

3.2 Modèles géométriques de la turbine radiale

Le domaine de calcul contenant les différents composants de la turbine est représenté par la figure 3.1

3.2.1 Volute :

La volute sert à guider l'écoulement de la manière la plus uniforme possible vers l'entrée du distributeur. La section de la volute diminue dans la direction de l'écoulement d'une manière à compenser la diminution du débit et alimenter le distributeur d'une manière uniforme.

Les données géométriques de la volute utilisée dans ce travail, sont regroupées dans le tableau suivant :

Diamètre intérieur	$D_I = 0.1\text{m}$
Surface d'entrée	$S_I = 0.0019625\text{ m}^2$
Surface de sortie	$S_2 = 0.001256\text{ m}^2$

Tab 3.1. Représente les caractéristiques géométriques de la volute

3.2.2 Rotor (Roue)

La roue est l'organe qui fournit la puissance nécessaire à l'entraînement du compresseur, la turbine présentée comporte 9 aubes (voir Fig 3.1). La conception de la roue est un compromis entre la performance aérodynamique, durabilité, poids et prix de fabrication. Une roue avec un faible poids et une faible inertie réagit rapidement au changement de charge, mais pour réduire le poids, la taille de la roue doit être petite, ce qui conduit à des vitesses élevées et des fortes courbures qui réduisent l'efficacité de la turbine. La roue doit avoir des larges passages inter-aubes pour réduire la vitesse de l'écoulement ainsi que des aubes à courbure bien adaptée pour éviter les écoulements secondaires et les points singuliers associés aux décollements 3D en paroi.

Les données géométriques du rotor utilisé dans ce travail, sont regroupées dans le tableau suivant :

Diamètre à l'entrée du rotor	25mm
Diamètre de la sortie du rotor (shroud)	15mm
Diamètre de la sortie du rotor (hub)	5mm
Angle d'entrée du rotor par rapport le radial	0 ⁰
Angle d'entrée du rotor par rapport l'axial	70 ⁰
Nombre d'aubes	9

Tab 3.2 Représente les caractéristiques géométriques du rotor

3.2.3 Stator (Distributeur)

Le stator est l'intermédiaire entre la volute et le rotor, donc le rôle du stator est distribué l'écoulement arrive de la volute le long de périmètre du rotor avec un angle spécifique. Les aubes directrices du distributeur sont modélisées en profile d'ail simulée en position ouverte. L'effet de l'orientation n'est pas considéré dans cette partie.

Les données géométriques du stator utilisé dans ce travail, sont regroupées dans le tableau suivant :

Diamètre du stator à la cote de BF	49 mm
Longueur de l'aube du stator	24 mm
Surface de passage de la sortie du stator	59.88mm ²
Angle d'entrée par rapport l'axe radial	0 ⁰
Angle de sortie par rapport l'axe radial	-50 ⁰
Nombre d'aubes du stator	9

Tab 3.3 Représente les caractéristiques géométriques du stator

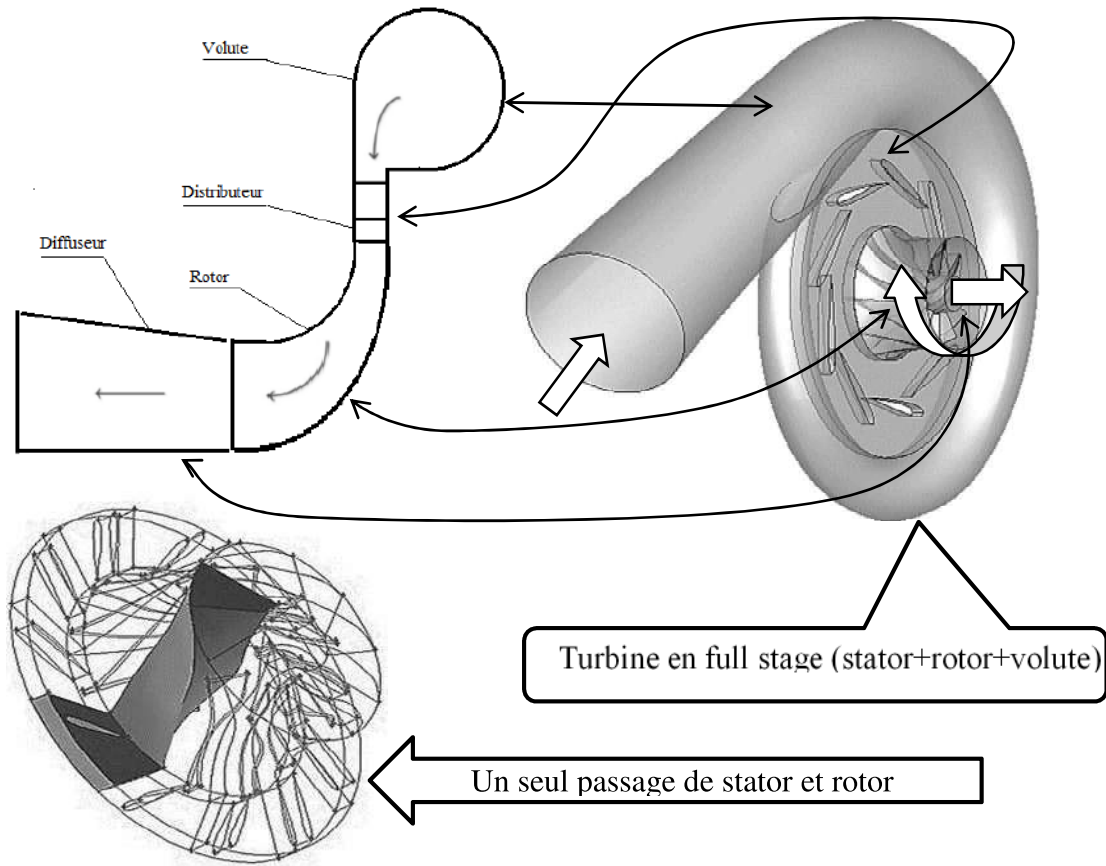


Fig.3.1 Domaine de calcul pour la turbine radiale

3.3 Maillage du domaine de calcul

Le passage contenant une aube du stator et une aube du rotor, est le siège d'un maillage structuré (hexaédrique). Alors que la volute est maillée en grilles non structurées (tétraédrique) comme le montre la figure 3.2.

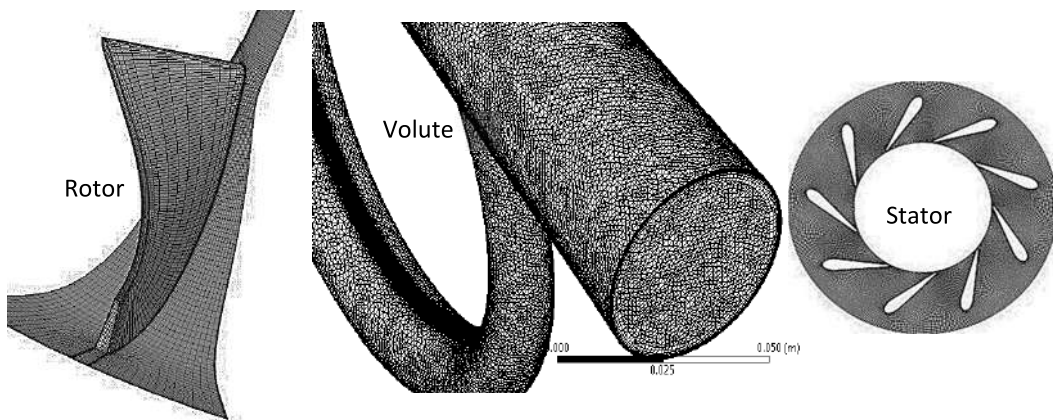


Fig. 3.2 Maillage du domaine de calcul

3.4 Effet de la température d'entrée sur les performances de la turbine

Le tableau 3.1 résume les résultats des simulations effectuées avec le modèle SST $k-\omega$ à un débit massique de 0.1 kg/s et une vitesse de rotation de 90000 tours par minute, pour montrer la sensibilité des performances (rapport de pression et rendement isentropique) de la turbine à la température des gazs d'échappement à l'entrée. Ceci peut être considéré comme un test de validité de ces simulations vu la formulation analytique des performances (3.1) et (3.2).

La température totale à l'entrée [K]	1573	1073	873	773
Le rapport de pressions	3.02	2.459	2.26	2.17
La température à la sortie [K]	1417.5	973.538	794.38	704.233
Le rendement isentropique (total to total)	39.23%	52.93%	59.75%	63.76%

Tab 3.4 Résultats des simulations à 0.1 kg/s utilisant le modèle SST $k - \omega$ et 90000 tpm

Dans la figure 3.4, le rendement isentropique est calculé pour différentes températures d'entrée (773K-1573K), en fixant le débit massique à l'entrée (0.1 kg/s) et le régime de rotation en tours par minute (90000 TPM). Lorsque la température à l'entrée de la turbine décroît de manière considérable, le rendement isentropique augmente car ils sont proportionnellement inverses d'après l'équation (3.1) :

$$\eta_{is} = \frac{\omega \cdot \tau}{\left(m C_p T_0 \left(1 - PR^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right) \right)} \quad (3.1)$$

Et d'une manière simple le rendement augmente puisque à chaque fois on obtient la même puissance gagnée avec une température totale faible à l'entrée pour chaque simulation. La figure 3.4 montre que le rapport de pression diminue avec la diminution de la température puisque le rapport des pressions est proportionnel avec la pression totale à l'entrée (la pression de sortie est fixe), et la pression totale et la température totale sont liées par la loi isentropique (3.2)

$$P_t^{1-\gamma} T_t^\gamma = Cst \quad (3.2)$$

Le rapport de pression est donné par :

$$PR = \frac{P_{T,ent}}{P_{S,sort}} \quad (3.3)$$

$\omega \cdot \tau$: est la puissance de l'arbre de la turbine.

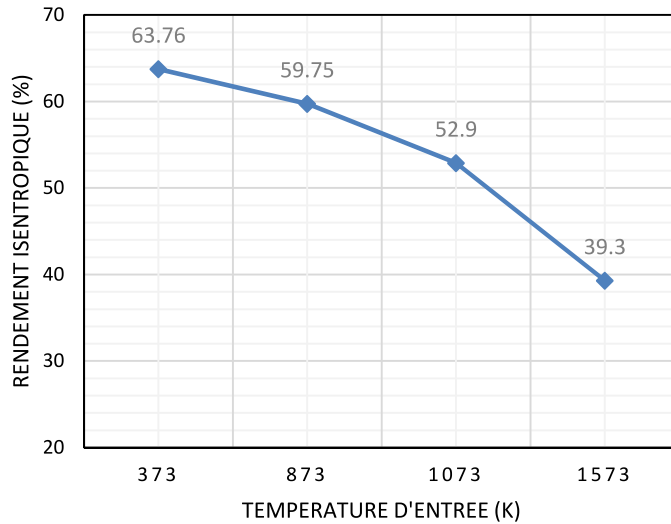


Fig.3.3 Rendement isentropique en fonction de la température d'entrée à 0.1kg/s et 90000tpm

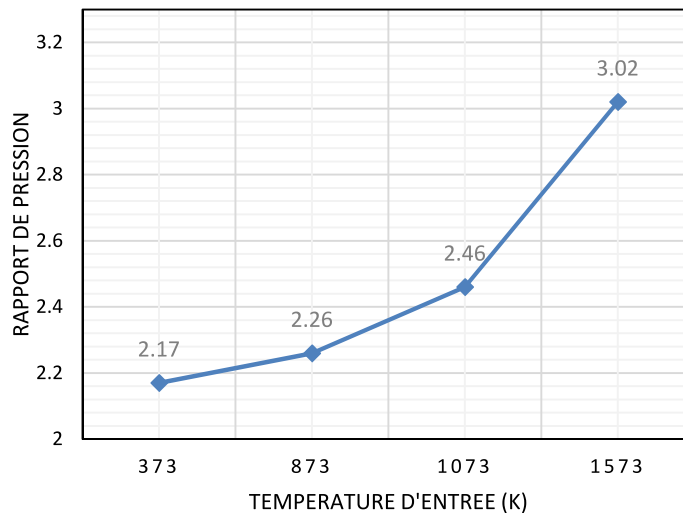


Fig.3.4 Rapport de pression en fonction de la température d'entrée à 0.1kg/s et 90000tpm

3.5 Choix du modèle de turbulence

Deux modèles de turbulence de type RANS ; K-ε standard et SSTK-ω sont utilisés, la température d'entrée est fixée à 873 K, en variant le débit massique (0.04, 0.06, 0.07 et 0.1) pour la vitesse de rotation 97897 tpm et (0.07, 0.1, 0.13 et 0.15) pour la vitesse de rotation 150000 tpm, les performances (rapport de pression et rendement isentropique) obtenues par les simulations sont résumées dans les tableaux 3.5 et 3.6 pour le modèle SST K-ω et 3.4 et 3.8 pour le modèle K-ε standard.

Le rapport des pressions	1.384	1.634	1.781	2.290
La température à la sortie [K]	844.086	825.805	817.1	791.491
Le rendement isentropique	73.966	73.737	70.654	62.764

Tab 3.5 Résultats des simulations : rendement isentropique et rapport de pression pour $k - \omega$, $T_e=873$ K et 97897 tpm.

Le rapport des pressions	2.221	2.537	3.133	3.975
La température à la sortie [K]	808.103	777.532	750.468	734.61
Le rendement isentropique	75.221	71.453	68.787	65.744

Tab 3.6 Résultats des simulations : rendement isentropique et rapport de pression pour $k - \omega$, $T_e=873$ K et 150000 tpm.

Le rapport des pressions	1.332	1.537	1.667	2.123
La température à la sortie [K]	848.133	831.732	823.467	799.057
Le rendement isentropique	78.915	75.191	73.022	65.556

Tab 3.7 Résultats des simulations : rendement isentropique et rapport de pression pour $k - \epsilon$: $T_e=873$ K et 97897 tpm.

Le rapport des pressions	1.901	2.338	2.872	3.24
La température à la sortie [K]	813.179	785.024	759.605	744.511
Le rendement isentropique	79.021	74.638	71.531	68.744

Tab 3.8 Résultats des simulations : rendement isentropique et rapport de pression pour $k - \epsilon$ à $T_e=873$ K et 150000rpm.

Les courbes caractéristiques (rapport de pression-débit massique) et (rendement isentropique-débit massique) de la turbine pour les deux modèles de turbulence et pour les deux nombres de tour 97897tr/min et 150000tr/min, sont montrées par les figures (3.5-3.8). Dans les graphes ci-dessus le rendement isentropique et le rapport des pressions sont calculés pour différents débits massiques qu'ils varient considérablement avec le régime du moteur.

On observe pour les deux modèles de turbulence à un nombre de tour considéré que le rendement isentropique diminue avec l'augmentation de débit massique, car à chaque fois qu'on augmente le débit massique la puissance délivrée à la turbine augmente, mais le régime de rotation de la turbine reste constant. Alors que le rapport des pressions est proportionnel avec le débit massique à cause de la relation isentropique comme vu précédemment.

Quel que soit le nombre de tour par minute, surtout pour un débit massique élevé, les rendements isentropiques calculés par le modèle $k - \epsilon$ sont plus grands que ceux calculés par le modèle $SST k - \omega$ puisque le modèle $SST k - \omega$ prend en considération les pertes au niveau de la couche limite. Le contraire est envisagé pour les rapports des pressions calculés par le modèle $SST k - \omega$ sont plus grands que ceux de $k - \epsilon$ vu la proportionnalité inverse du rendement isentropique avec le rapport de pression.

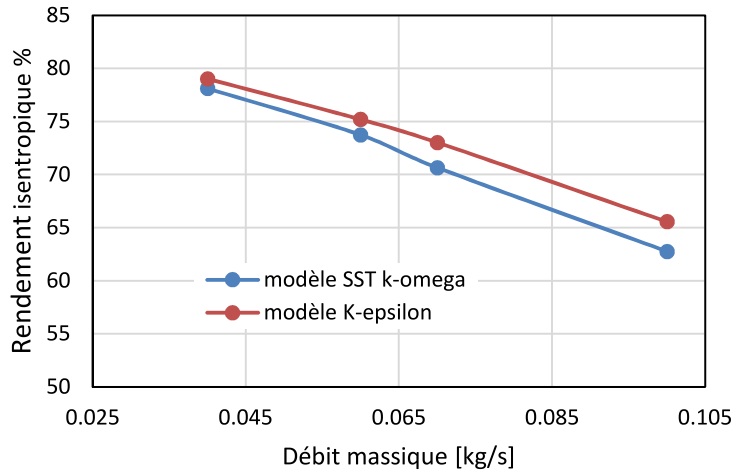


Fig 3.5 le rendement isentropique en fonction de débit massique pour les deux modèles de turbulence SST et $k-\epsilon$ à $T_c= 873$ K avec nombre de tour 97897 rpm.

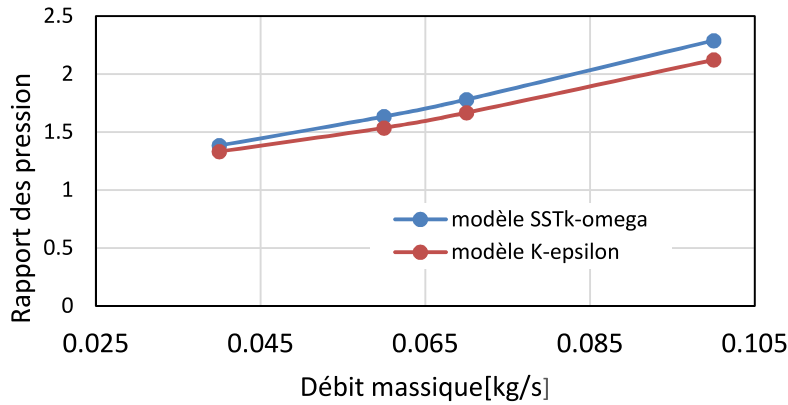


Fig 3.6 le rapport des pressions en fonction de débit massique pour les deux modèles de turbulence SST et $k-\epsilon$ à $T_c= 873$ K avec nombre de tour 97897 rpm.

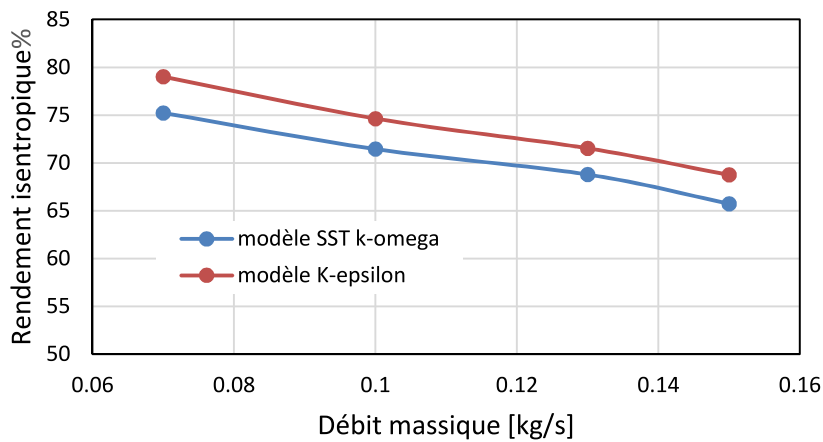


Fig 3.7 le rendement isentropique en fonction de débit massique pour les deux modèles de turbulence SST et $k-\epsilon$ à $T_c= 873$ K avec nombre de tour 150000 rpm.

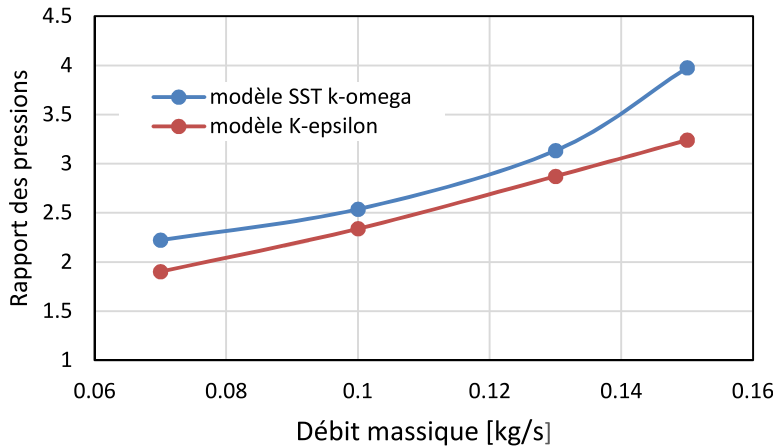


Fig 3.8 le rapport des pressions en fonction de débit massique pour les deux modèles de turbulence SST et $k-\epsilon$ à $T_c= 873$ K avec nombre de tour 150000 tpm.

3.6 Valeur de y^+ :

y^+ est une distance adimensionnelle. Il est souvent utilisé pour décrire comment gros ou fin est le maillage une séquence d’écoulement particulier. Il est important dans la modélisation de la turbulence pour déterminer la taille appropriée des cellules près des parois du domaine de calcul. Les lois de paroi des modèles de turbulence ont des restrictions sur la valeur d’ y^+ au niveau de la paroi. Par exemple, le modèle $k-\epsilon$ standard demande une valeur y^+ à la paroi entre environ 30 et 300, pour le model SST $k-\omega$ cette valeur doit être inférieure à 2. Un débit plus rapide près de la paroi produira des valeurs plus élevées d’ y^+ , et donc la taille du maillage près des parois solides doit être réduite. La figure 3.9 montre les contours de y^+ pour les deux modèles, à un débit massique de 0.7 kg/s. les valeurs de y^+ sont dans les intervalles susmentionnés.

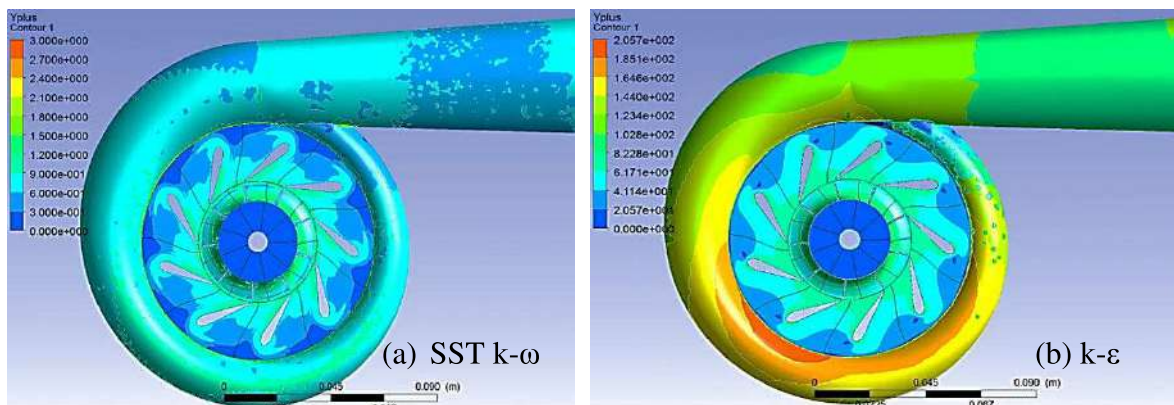


Fig 3.9 Contours de y^+ pour le debit massique 0.07[kg/s] temperature a l’entree 873[K] pour le maillage des deux modèles

3.7 Champ de vitesse et nombre de Mach

Sur la figure 3.10, on peut apprécier qualitativement le champ de vitesse sur une vue isométrique de la roue de la turbine. On peut constater une augmentation de la vitesse au niveau du sillage derrière le bord de fuite. L'enchevêtrement des lignes de courant est dû principalement à l'écoulement secondaire favorisé par le régime de rotation important.

Pour les deux modèles de turbulence, on remarque que la vitesse augmente dans le passage du stator et du rotor quel que soit le débit massique à l'entrée de la turbine. Cette augmentation dans le stator s'explique par le rétrécissement de la section de passage inter aubes, où le principe de la conservation de la masse (équation de continuité) impose une accélération du fluide. Alors que, l'augmentation de la vitesse dans le rotor s'explique par la transformation de l'énergie thermique du fluide en énergie cinétique du rotor qui apparaisse indirectement dans le champ de vitesse du fluide. On remarque une petite différence entre le model $SST\ k - \omega$ et $k - \epsilon$ au niveau des champs de vitesse, pour les mêmes conditions, vu que le model $SST\ k - \omega$ utilise les équations de $k - \epsilon$ en dehors de la couche limite, la cause pour laquelle une similarité des champs de vitesses est remarquée loin des parois solides. Alors que dans la couche limite, le model $SST\ k - \omega$ utilise les équations du modèle $k - \omega$, qui diffèrent complètement de celles du Modèle $k - \epsilon$, elles peuvent prévoir les écoulements secondaires et les vortex, grâce au raffinement nécessaire du maillage, comme il est présenté dans les figures ci-dessous.

L'effet de la vitesse de rotation est remarquable, pour le cas de la vitesse 150000 tpm, où l'écoulement sortant du stator prend la direction circumférentielle vu la dominance de la composante tangentielle de la vitesse, sous forme d'écoulement secondaire générant un vortex derrière le bord d'attaque de l'aube coté intrados, puis il reprend la direction méridienne de l'écoulement principale alimenté par l'écoulement provenant de l'aube adjacente. Ce phénomène est claire dans le cas du modèle $SST\ k - \omega$ par rapport à $k - \epsilon$ surtout la zone d'accélération envisagée sur l'extrados juste après le bord d'attaque, où la couche limite présente un décollement vers le milieu du passage inter aube.

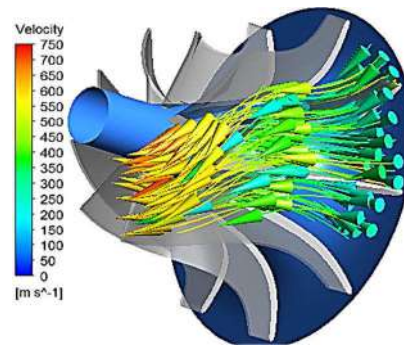


Fig.3.10 Ecoulement principal dans le passage inter aube de la turbine, prédit par le modèle SST à 0.2 kg/s et à 150000tpm

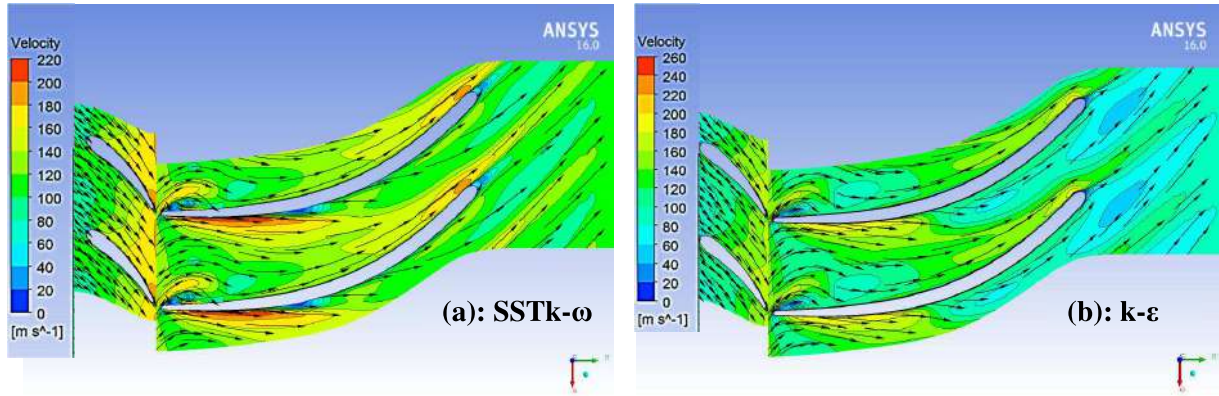


Fig 3.11 Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.04 kg/s et à la vitesse de rotation 97897 TPM

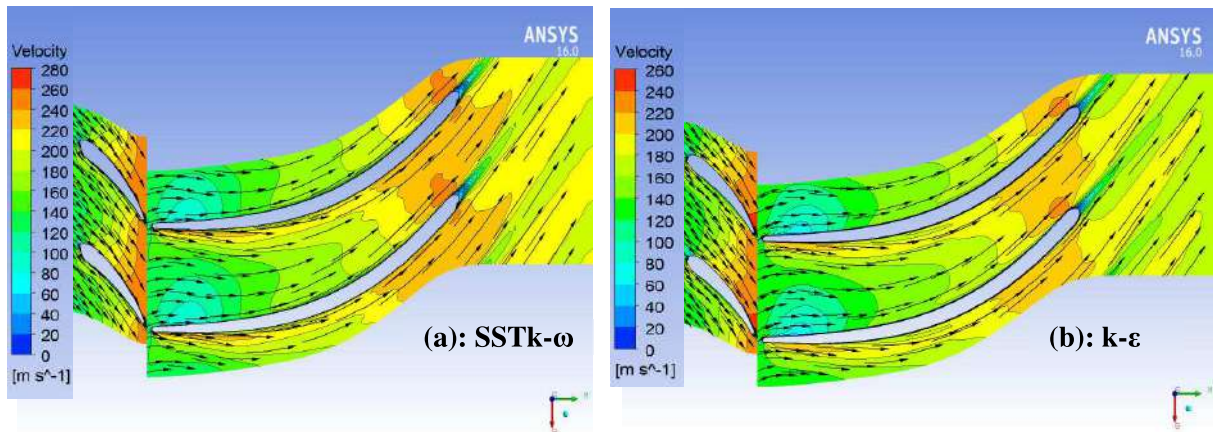


Fig 3.12 Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.06 kg/s et à la vitesse de rotation 97897 TPM

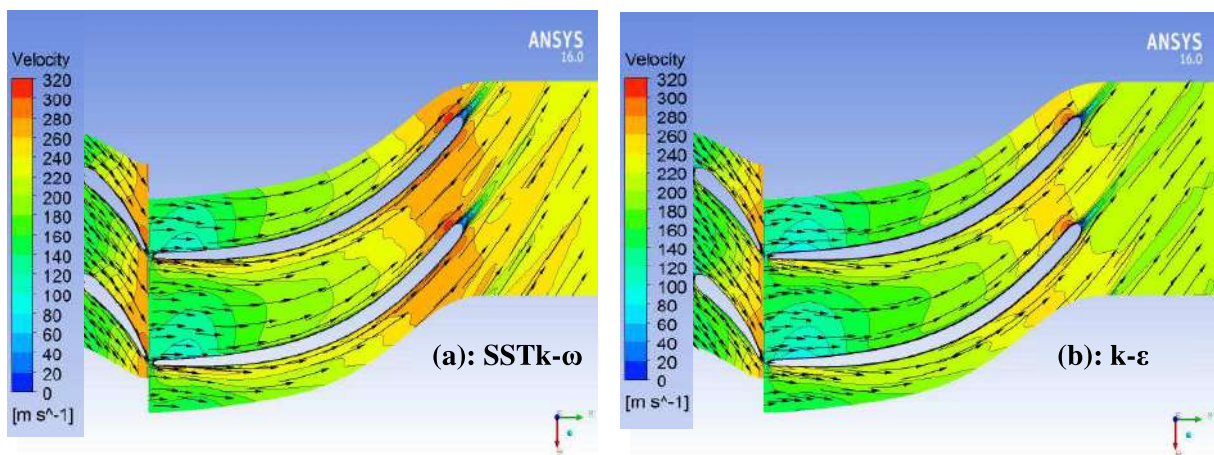


Fig 3.13 Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.07 kg/s et à la vitesse de rotation 97897 TPM

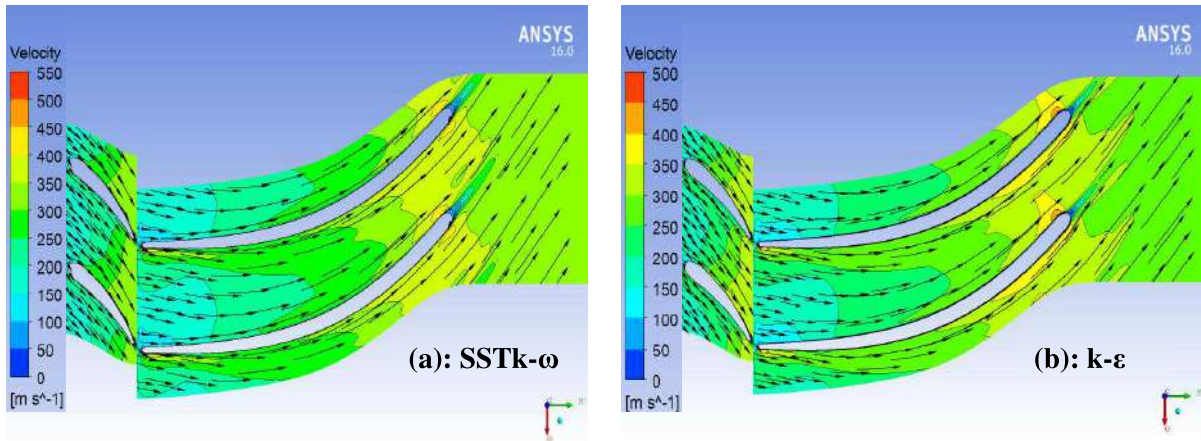


Fig 3.14. Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.1 kg/s et à la vitesse de rotation 97897 tpm

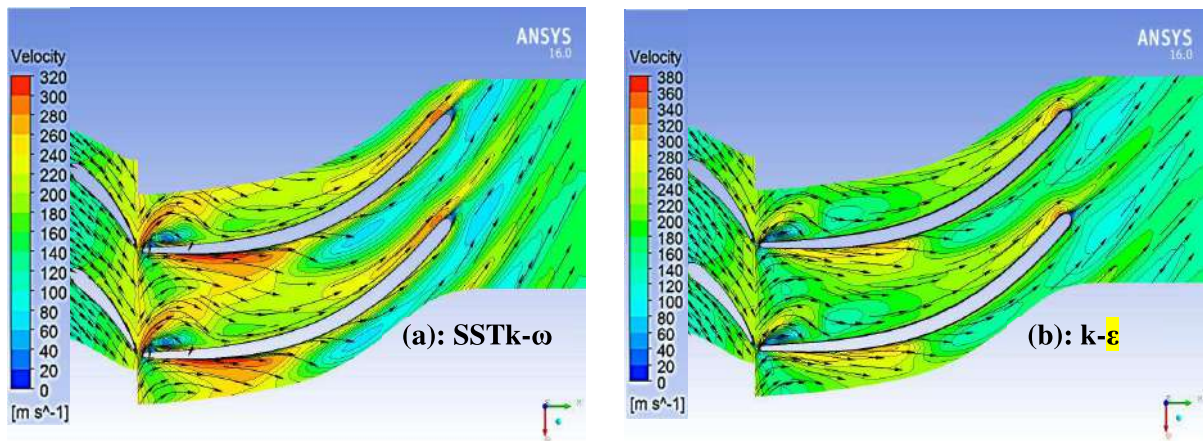


Fig 3.15. Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.07 kg/s et à la vitesse de rotation 150000 TPM

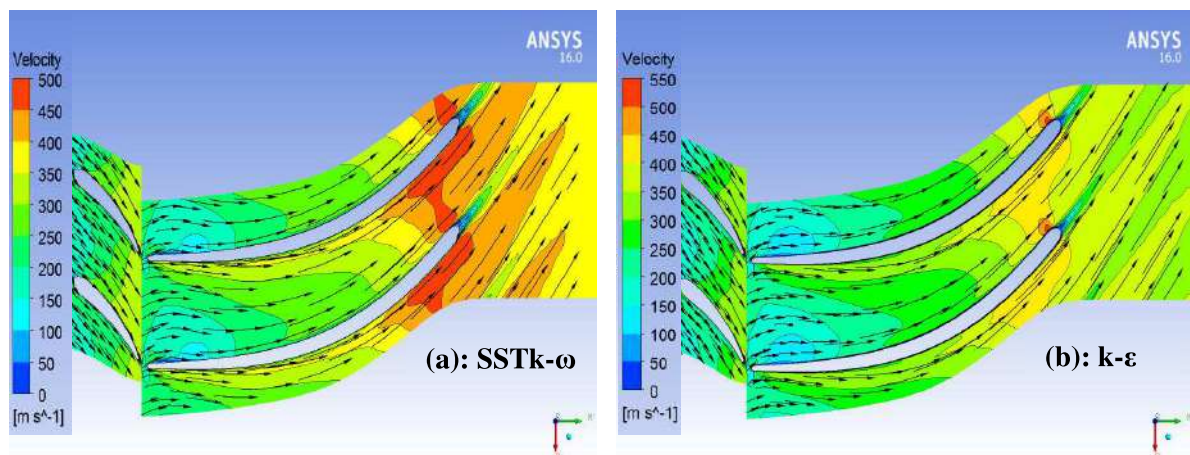


Fig 3.16. Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.13 kg/s et à la vitesse de rotation 150000 TPM

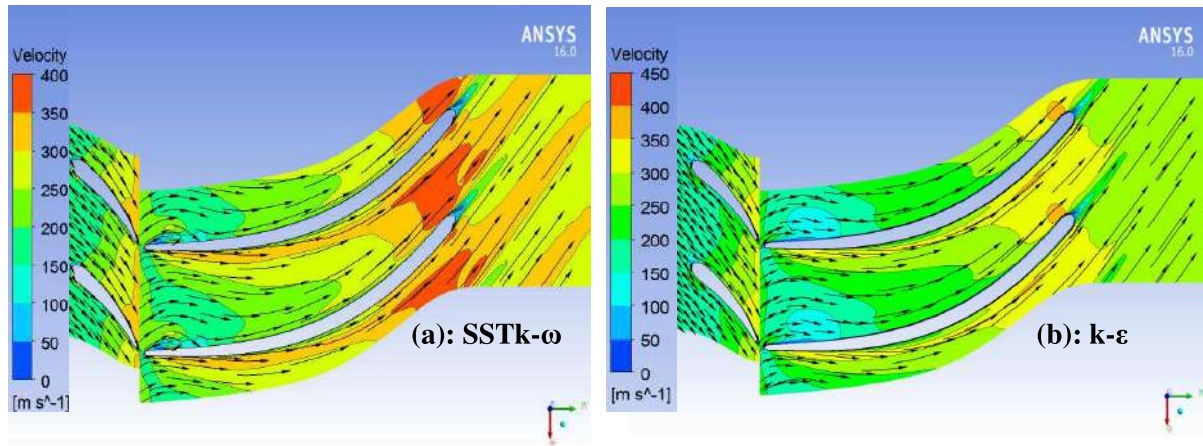


Fig 3.17. Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.1 kg/s et à la vitesse de rotation 150000 TPM

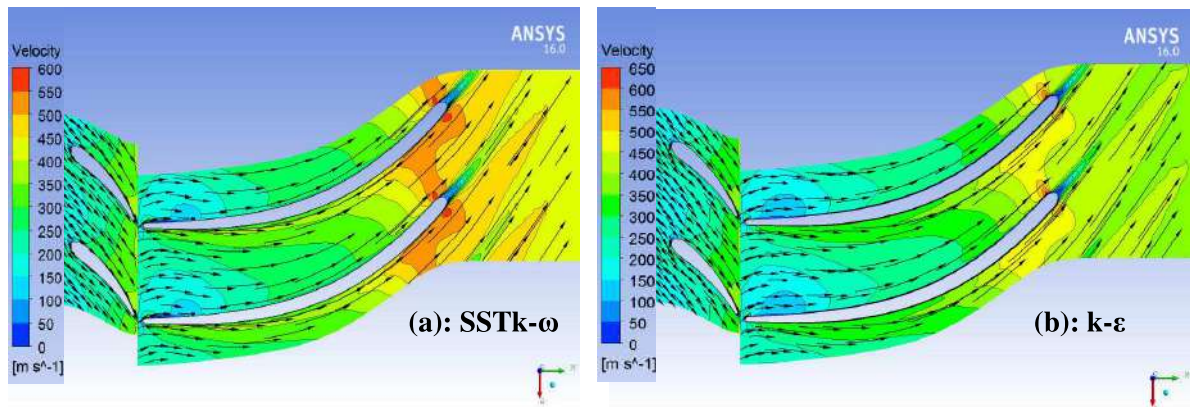


Fig 3.18. Contours et vecteurs vitesse au débit massique 0.15 kg/s et à la vitesse de rotation 150000 TPM

En examinant les contours du nombre de Mach (figures 3.19 et 3.21) obtenus par le modèle de turbulence $k-\epsilon$, à la vitesse de rotation 98798 rpm, pour un débit massique 0.1 kg/s. On constate que le nombre de Mach évolue jusqu'à la valeur maximale de 0.8 à la sortie des aubes. En revanche, la valeur la plus élevée est de 1.0 en considérant le modèle SSTk- ω pour les mêmes conditions de rotation et de débit. Cette constatation est clairement observable près de la racine des aubes (carter). Cela se traduit par une prédominance de la composante axiale de la vitesse par rapport à celles tangentielle et radiale. Par contre quand le débit est faible (0.04 kg/s), on observe une chute brutale du nombre de Mach pour les deux modèles de turbulence, qui se traduit par des nombres de Mach proches du cas quasi incompressible.

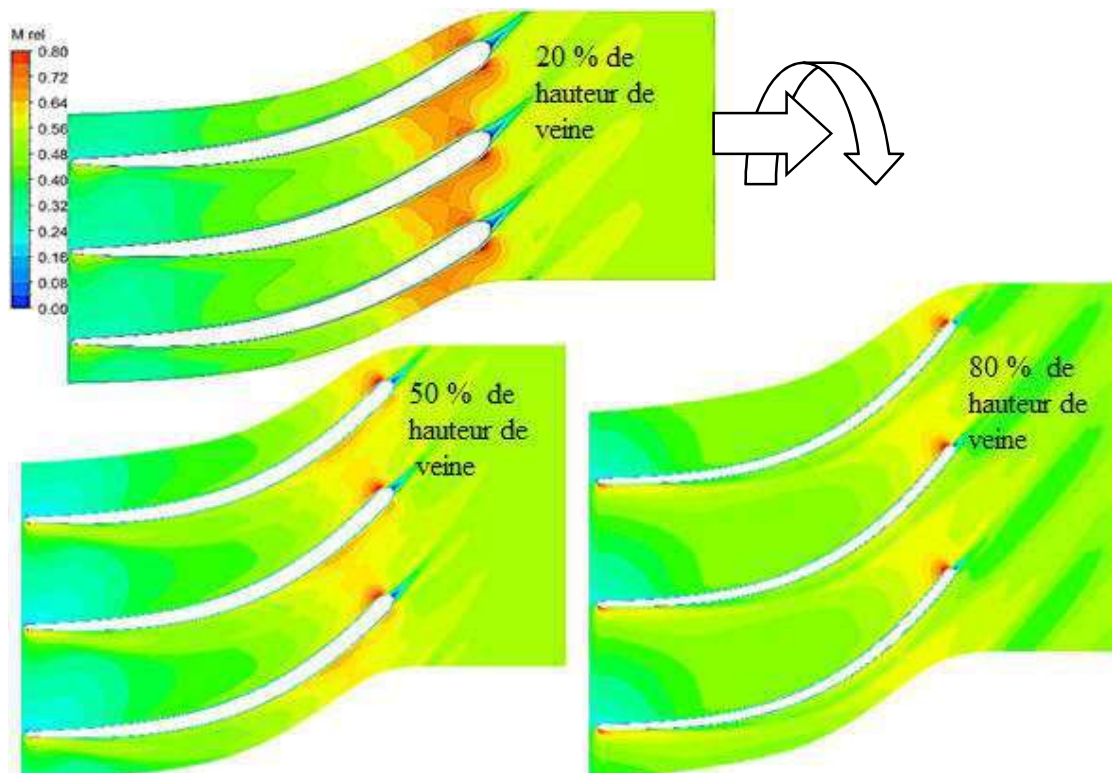


Fig. 3.19 Contours du nombre de Mach relatif prédit par le modèle $k-\epsilon$ à 0.1kg/s et à 98798 tpm

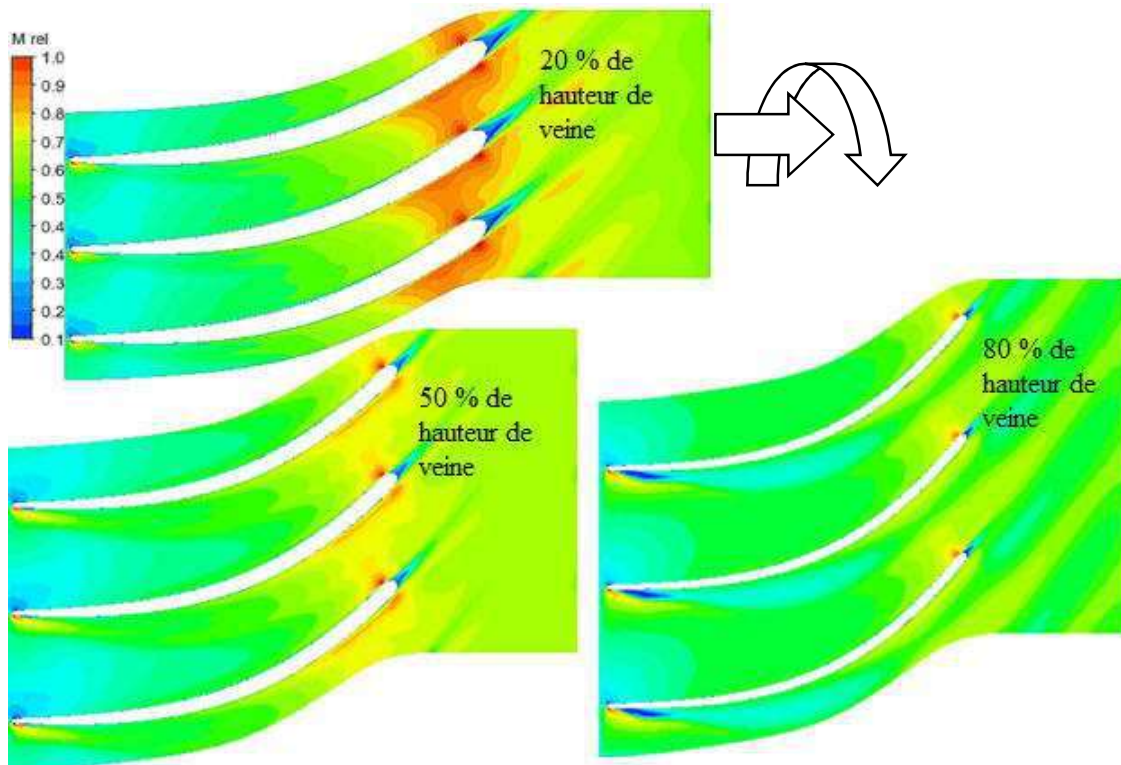


Fig. 3.20 Contours du nombre de Mach relatif prédit par le modèle $SSTk-\omega$ à 0.1kg/s et à 98798 tpm

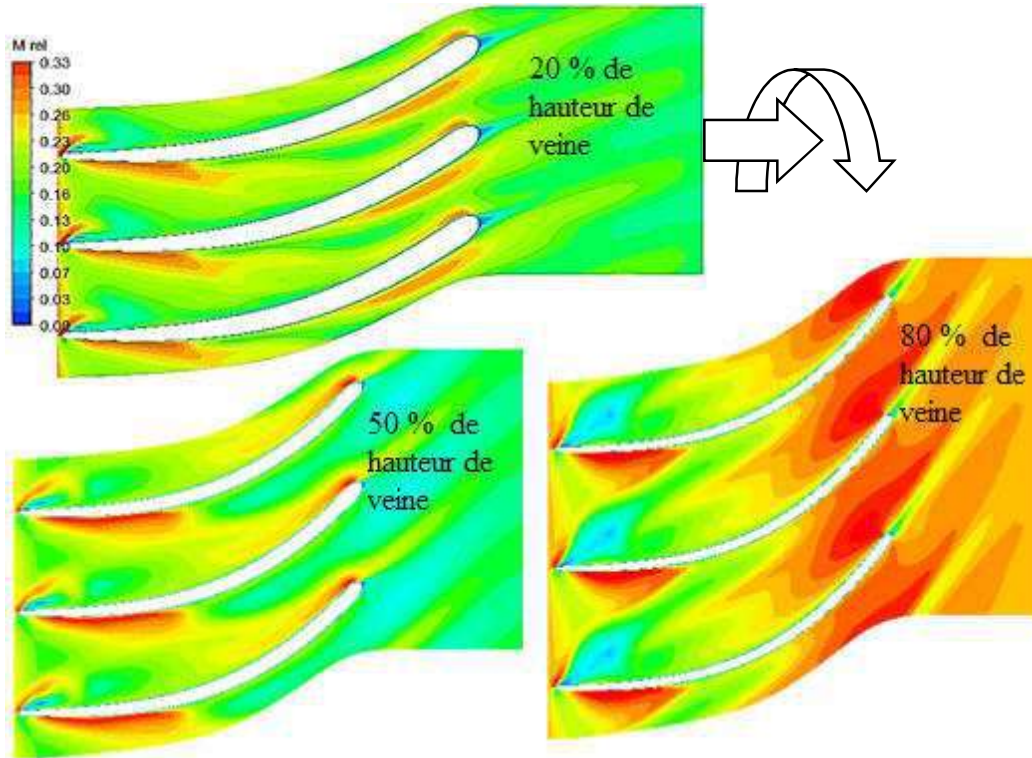


Fig. 3.21 Contours du nombre de Mach relatif prédit par le modèle k-ε à 0.04kg/s et à 98798 tpm

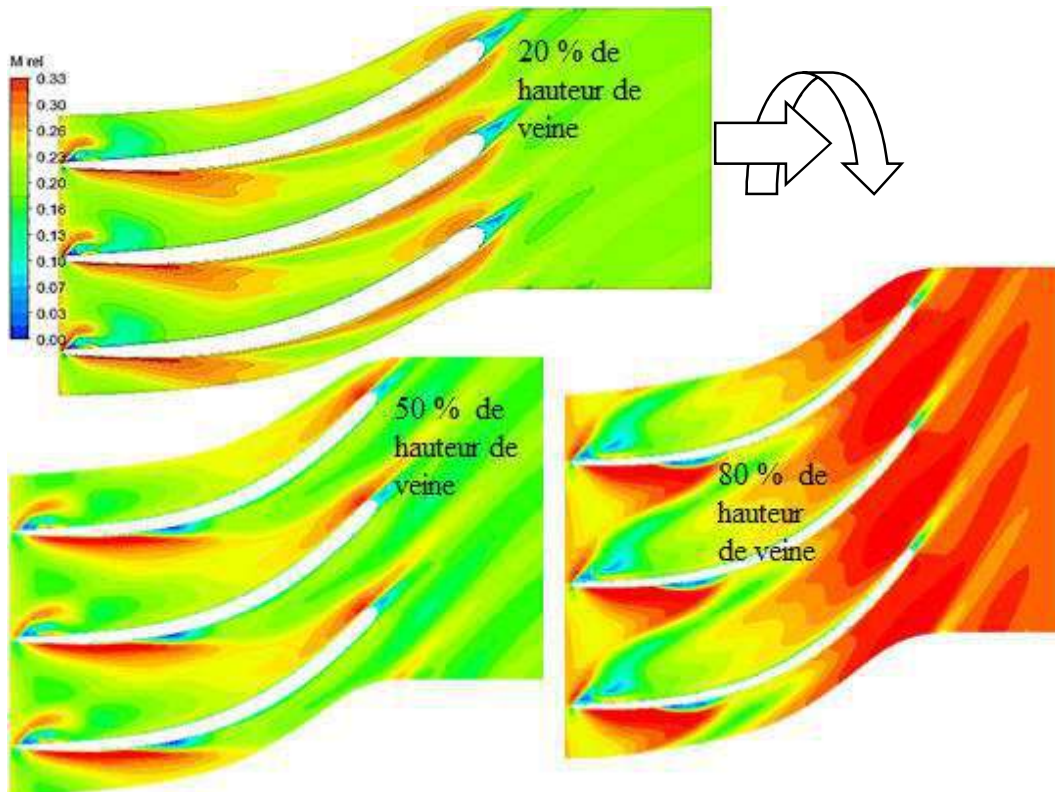


Fig. 3.22 Contours du nombre de Mach relatif prédit par le modèle SSTk-ω à 0.04kg/s et à 98798 tpm

La composante tangentielle de la vitesse se fortifie au détriment des autres composantes par effet du transfert de la quantité de mouvement imposé par le régime de rotation.

3.8 Écoulement pariétal

Lignes de frottement sur l'intrados et l'extrados des aubes sont illustrées sur la figure 3.23. Pour une simulation numérique basée sur les deux modèles $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$ avec un débit massique élevé (0.1 kg/s), à travers la roue de la turbine, le spectre pariétal de l'intrados et l'extrados est caractérisé par l'absence des points singuliers, à part un faible foyer de détachement qui tend à apparaître près des bords d'attaque suite à un écoulement de fuite. Alors que pour le reste de la surface de l'intrados une ligne de séparation est clairement observable, à partir de laquelle une faible quantité de l'écoulement s'échappe sur l'extrémité parallèle à la corde. Par contre le reste de l'écoulement est dominé par l'écoulement principal. La surface de l'extrados présente une ligne de rattachement qui reçoit l'écoulement de fuite provenant de l'intrados, d'une part, et le courant entraîné par l'écoulement principal d'autre part.

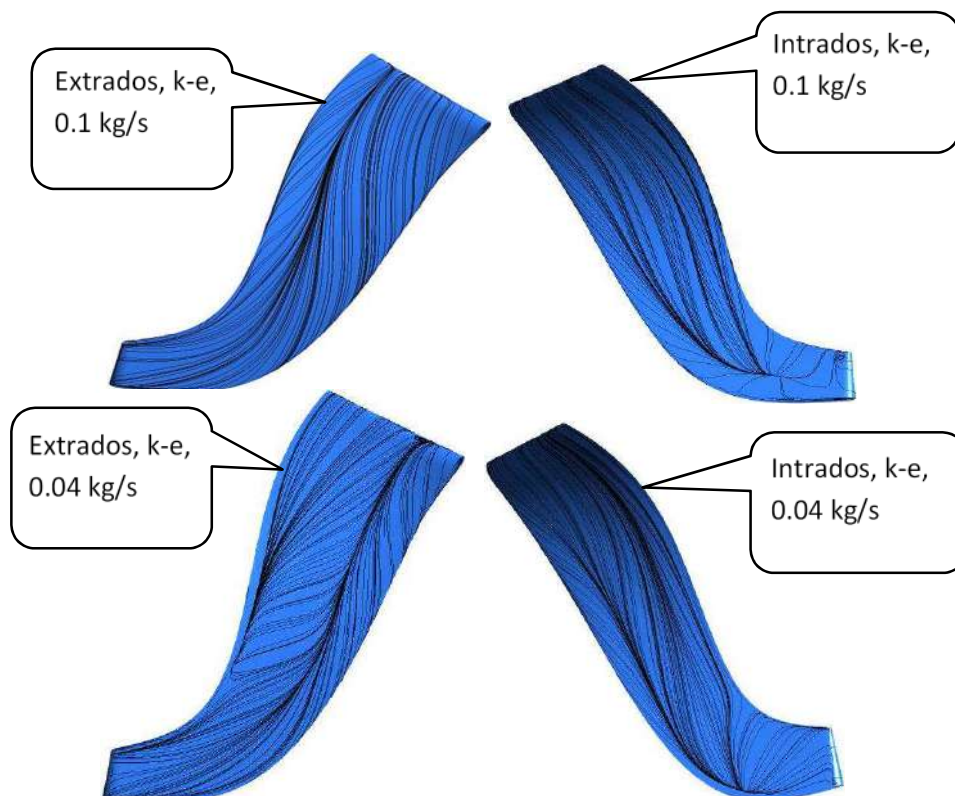


Fig 3.23 Écoulement pariétal (2D) prédit par le modèle $k-\varepsilon$

Le cas du faible débit (0.04 kg/s) est caractérisé par la particularité de l'apparition des nœuds de détachement et de rattachement, suite à la faible vitesse de l'écoulement moyen et par

conséquent le temps de résidence de ce dernier, par rapport au cas précédent surtout en cas du modèle SSTk- ω qui a joué un rôle primordial près de la paroi (figure 3.24).

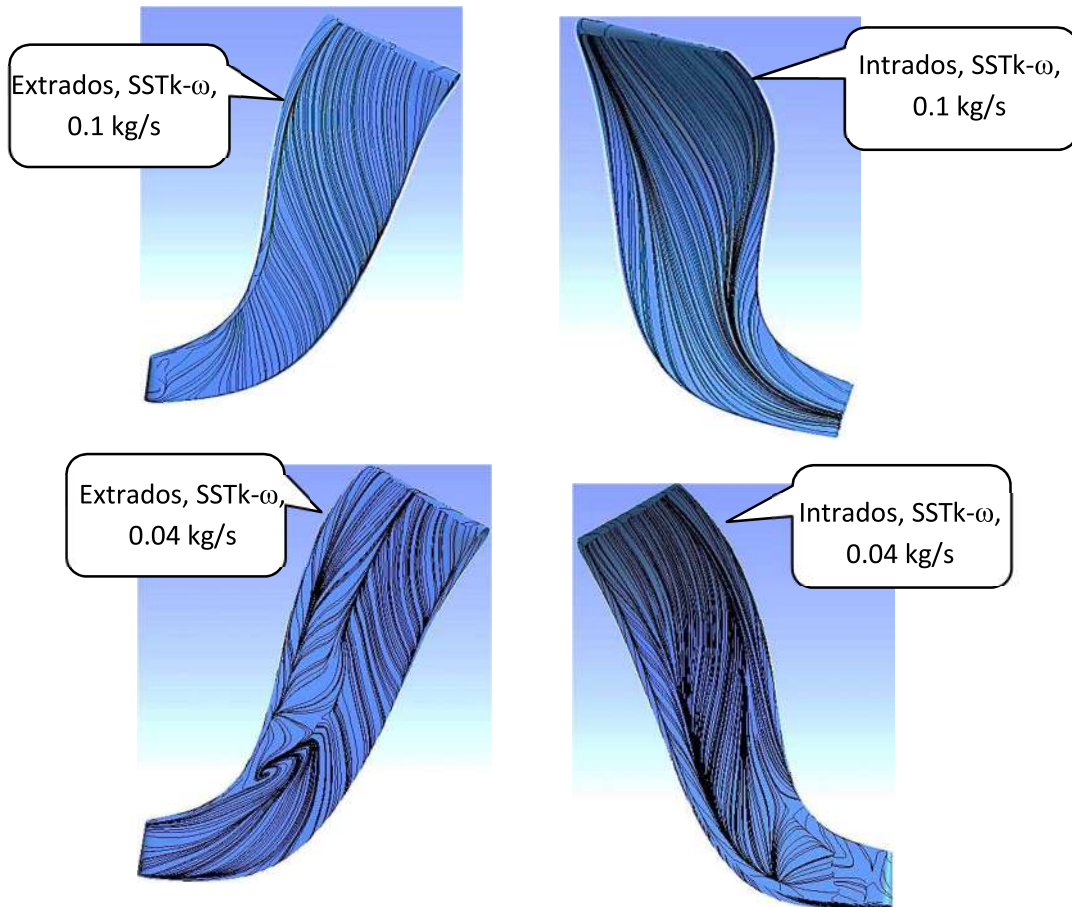
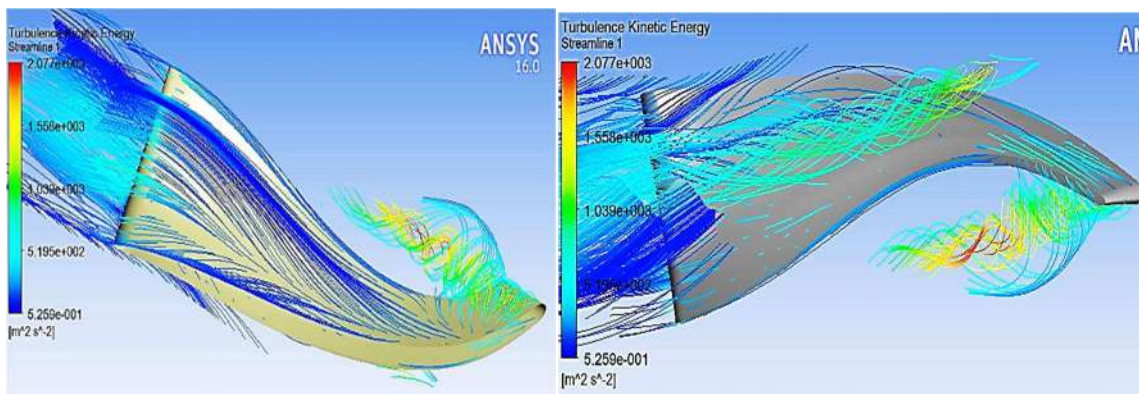


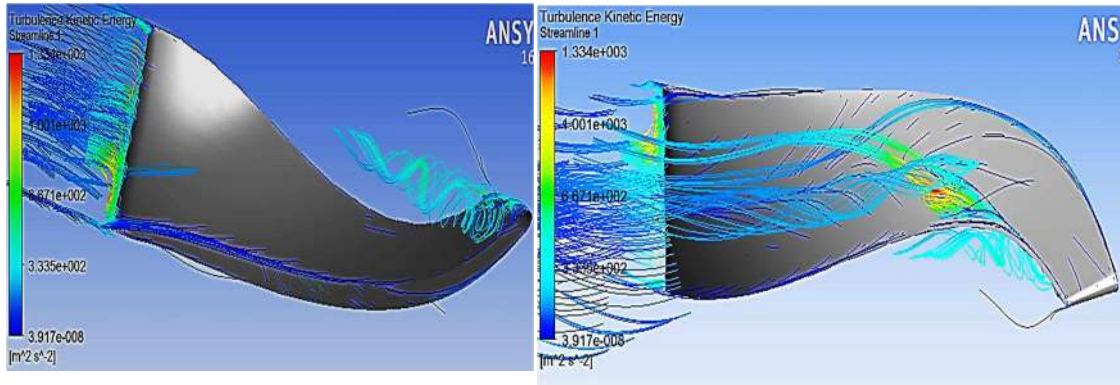
Fig 3.24 Écoulement pariétal (2D) prédit par le modèle SSTk- ω



Intrados, Faible débit, k-epsilon

Extrados, Faible débit, k-epsilon

Fig 3.25 Écoulement pariétal (3D) prédit par le modèle k- ϵ



Intrados, SSTk-omega, faible débit

Extrados, SSTk-omega, faible débit

Fig 3.26 Écoulement pariétal (3D) prédit par le modèle SSTk- ω

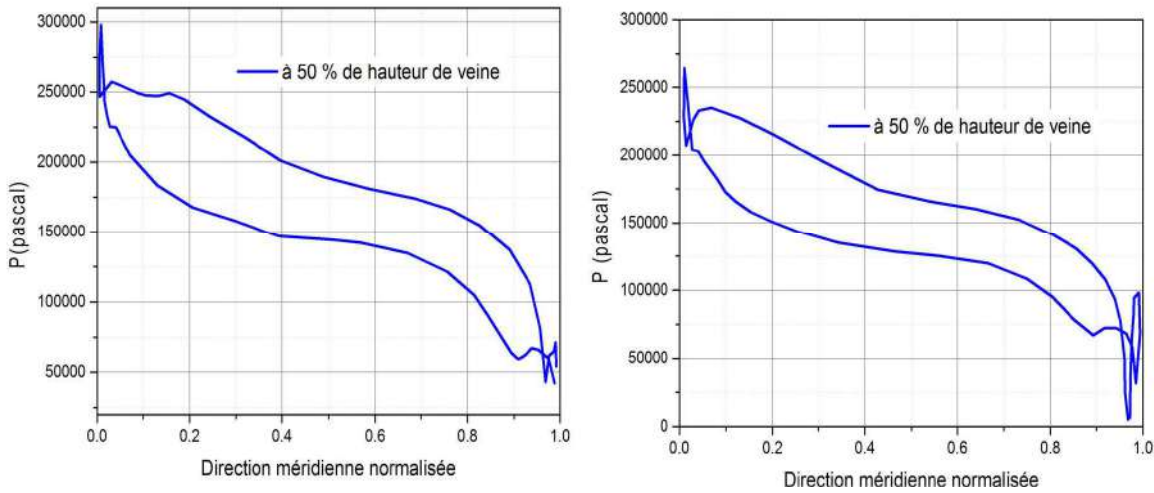


Fig 3.27 Charge sur l'intrados et l'extrados du rotor en utilisant les modèles SST et $k - \epsilon$ Pour un débit massique 0.15 [kg/s] et nombre de tour 150000 tpm.

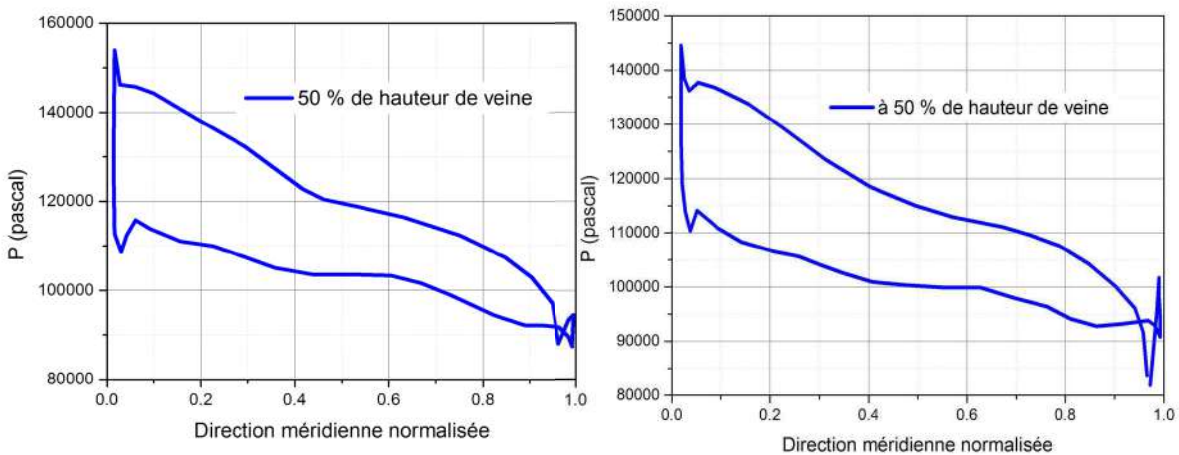


Fig 3.28 Charge sur l'intrados et l'extrados du rotor utilisant les modèles SST et $k - \epsilon$ pour un débit massique 0.07 [kg/s] et nombre de tour 97897tpm.

3.9 Chargement des aubes

Pour les figures (3.27) et (3.28), la charge sur l'intrados et l'extrados représente qu'il y a un écoulement secondaire au niveau du bord de fuite vu que la pression dans l'extrados est supérieure à celle de l'intrados. Ce phénomène peut provoquer des problèmes et des pertes des performances de la turbine, dans le design des turbines, ces phénomènes doivent être étudiés pour les éviter.

3.10 Régime quasi-stationnaire (périodique):

Trois cas seront étudiés, ou le premier cas où la fréquence est 50 HZ, le débit massique varie de 0.03 à 0.11 Kg/s, et qui correspond à un moteur fonctionnant à la vitesse 1500 tpm, la vitesse de la turbine est donc 97897 tpm.

Le deuxième cas aux mêmes débits massiques et mêmes températures comme le premier cas, mais la fréquence de la pulsation est dix fois grande (500 HZ), ce n'est pas réel pour un turbo d'un véhicule normale, mais cette étude est faite juste pour étudier les effets des grandes fréquences de la pulsation à l'entrée de la turbine. Le troisième cas, les conditions le régime du moteur est de 3000 tpm d'entrée, la vitesse de rotation de la turbine dans ce cas est 150000 tpm, la pression à la sortie est la pression est prise atmosphérique [22], [28]..

3.10.1 Approche quasi-stationnaire :

L'approche quasi stationnaire, s'appuie sur l'hypothèse que tous les états intermédiaires (pression, température,...) du système thermodynamique au cours de la transformation sont des états définis, proches d'états d'équilibres. Cela implique que le déséquilibre des variables d'état, responsable de la transformation, soit infiniment petit. On peut considérer l'approche quasi- stationnaire comme une succession d'états d'équilibres, il est alors possible de calculer chaque variable à chaque instant en utilisant une loi mathématique (thermodynamique, mécanique, chimique,...). Au final, cette hypothèse traduit la distinction entre le cas idéal et le cas réel, et implique l'utilisation d'un modèle réel.

Le taux de pressions est le rendement isentropique et le paramètre MFP sont définis comme :

$$\eta_{moy} = \frac{\int_0^T (\tau \cdot \omega) dt}{\int_0^T \left(m \cdot C_p \cdot T_0 \left(1 - PR^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right) \right) dt} \quad (3.4)$$

Le rapport des pressions moyen pour une période de pulsation est défini :

$$PR_{moy} = \frac{\int_0^T P_{ent} dt}{\int_0^T P_{sort} dt} \quad (3.5)$$

Le paramètre de débit massique moyen pour une période est défini :

$$MFP_{moy} = \frac{\int_0^T MFP dt}{T} \quad (3.6)$$

Avec :

$$MFP = \frac{m \cdot \sqrt{T_{T,ent}}}{P_{T,ent}} \quad (3.7)$$

Pour éviter les problèmes de la convergence il faut que $CFL \leq 1$

$$CFL = \frac{|U|\delta t}{\delta x} \leq 1 \quad (3.8)$$

ça implique que le pas du temps sera $\delta t = 4e - 7$ (s), cette simulation peut prendre beaucoup de temps (20 jours ou plus pour une période), donc on peut prendre un pas du temps assez grand, qu'il assure la convergence dans "max coeffloops" entre 3-6, comme indiqué dans CFX help [9].

3.10.2 Les conditions de travail :

Le régime du moteur (rpm/min)	Le nombre de tour de la turbine (rpm/min)	La fréquence (Hz)	Le débit massique (Kg/s)	La température totale à l'entrée (K)	Le pas du temps δt (s)
1500	97897	50 Hz	0.03-0.11	1073-673	5e-5
1500	97897	500 Hz	0.03-0.11	1073-673	5e-6
3000	150000	100 Hz	0.04-0.2	1073-673	2.5e-5

Tab 3.9 Conditions de travail de la turbine à deux régimes de moteur

- la simulation nécessite des conditions initiales, donc on utilise les résultats appropriés du régime stationnaire qui ont été calculés.
- Le débit massique et la température à l'entrée sont modélisés par des équations sinusoïdales imposées à l'entrée écrits dans le langage "CEL" [9].

3.10.3 Régime quasi-stationnaire :

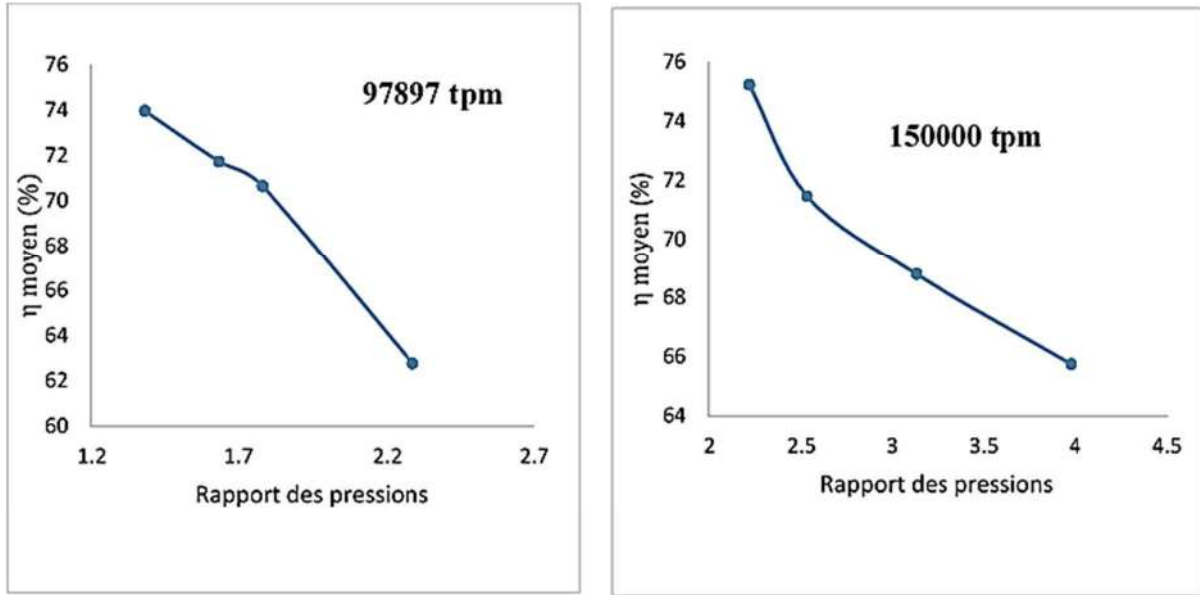


Fig. 3.29 Le rendement isentropique en fonction du rapport de pressions moyen à 97897 rpm (à gauche), et à 150000 rpm (à droite)

•

3.10.4 Régime instationnaire (pour une période) :

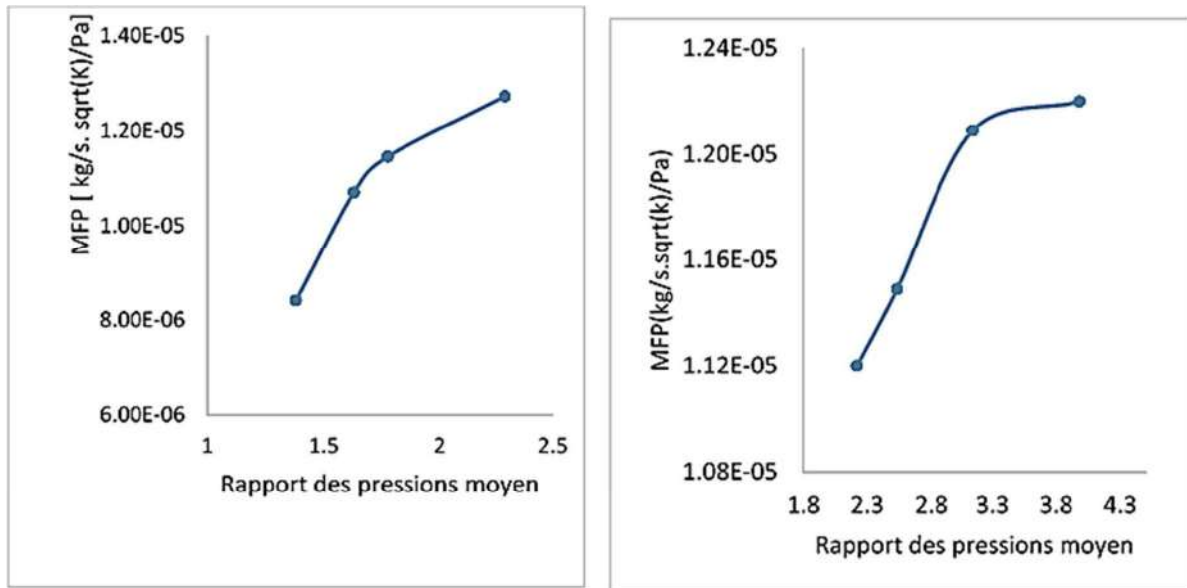


Fig. 3.30 Le paramètre de débit massique en fonction du rapport de pressions moyen à 97897 rpm (à gauche) et à 150000rpm (à droite)

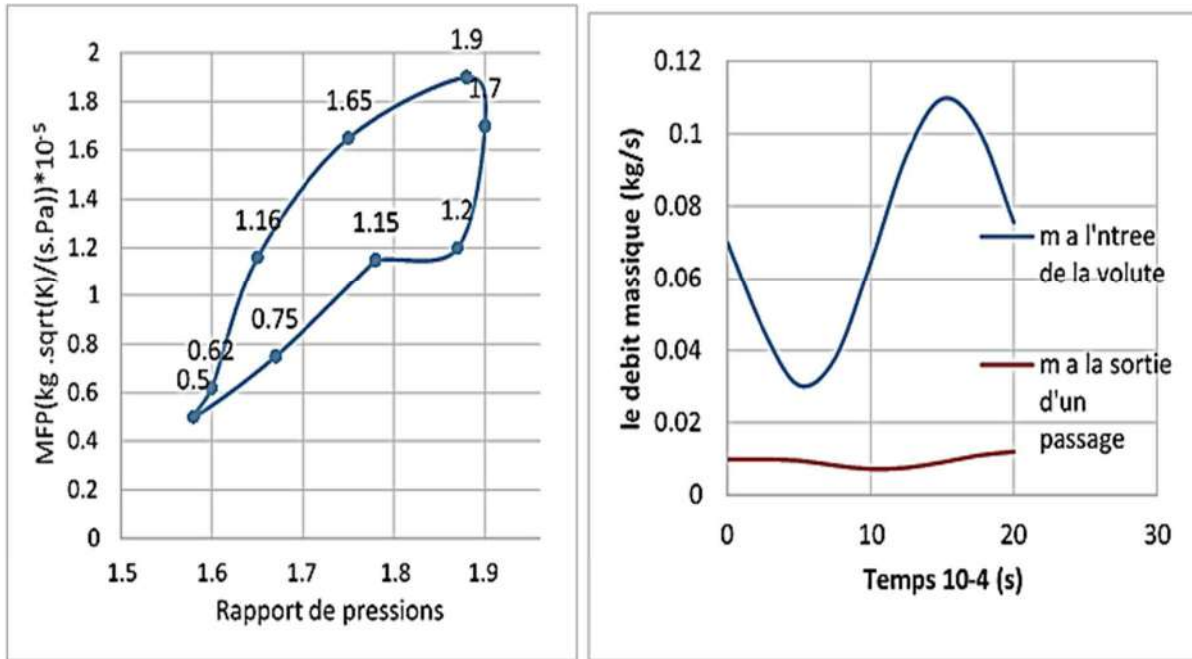


Fig. 3.31 Le paramètre de débit massique en fonction du rapport de pressions (à gauche), le débit massique en fonction du temps (à droite), à 97897 rpm et 50Hz.

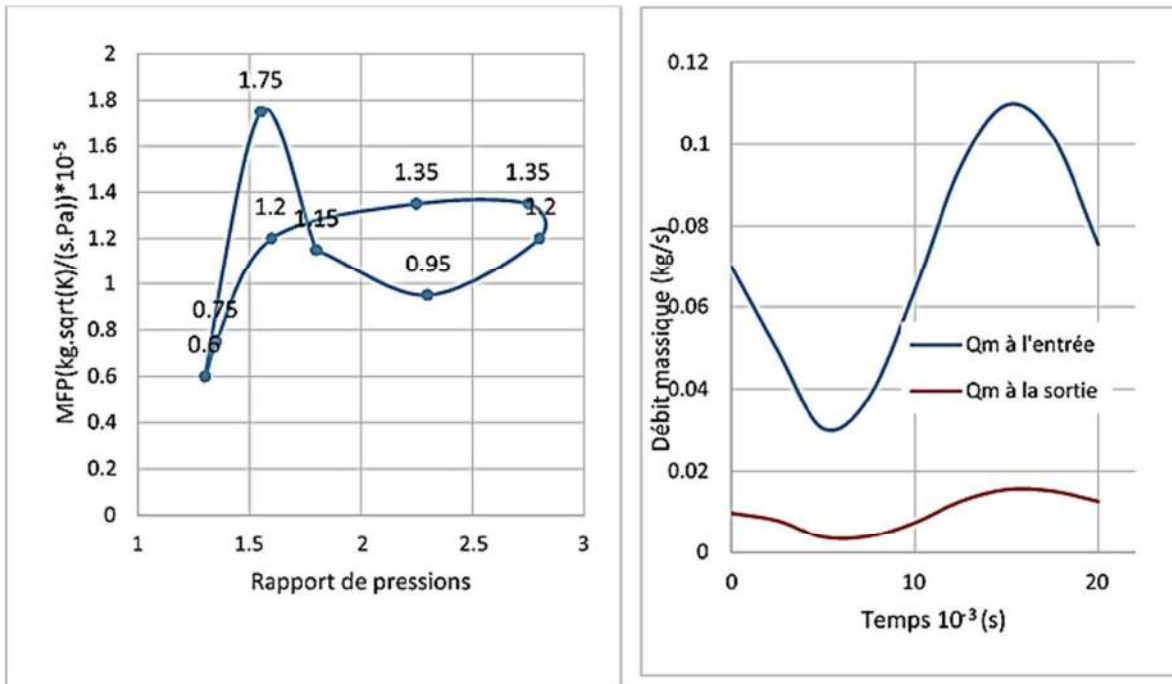


Fig. 3.32 Le paramètre de débit massique en fonction du rapport de pressions (à gauche), le débit massique en fonction du temps (à droite), à 97897 rpm et 500Hz

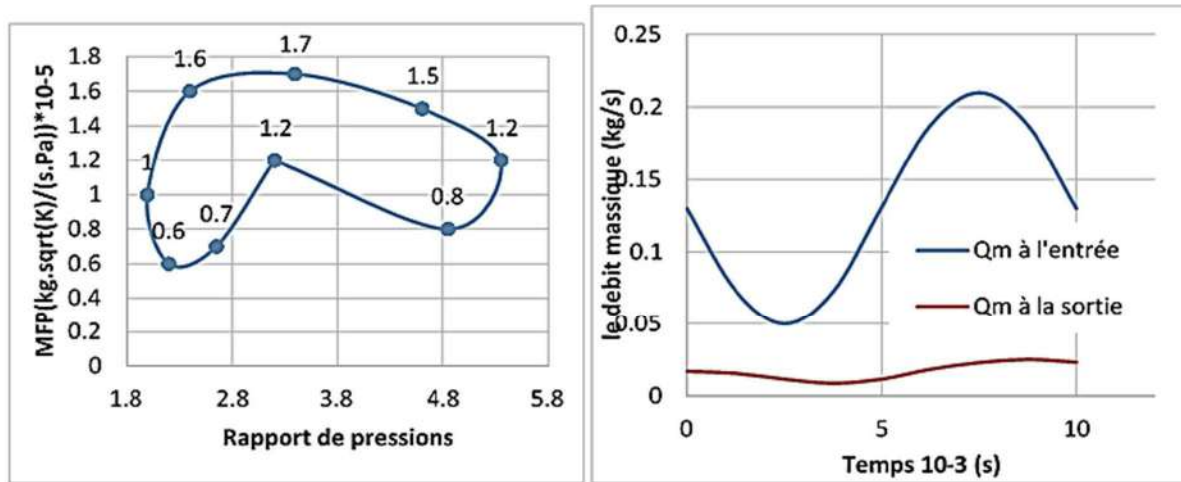


Fig. 3.33 Le paramètre de débit massique en fonction du rapport de pressions (à gauche), le débit massique en fonction du temps (à droite), à 150000 rpm et 100Hz

Comme prévu, le paramètre de débit massique MFP augmente avec l'augmentation du rapport de pressions. L'effet d'accumulation des vagues massiques du fluide à travers la turbine s'accroît avec l'amplitude et la fréquence et crée la différence sur la nature d'écoulement à la sortie de la turbine (stationnaire ou quasi stationnaire).

On remarque que si le débit massique à l'entrée varie avec le temps, le débit massique à la sortie prend un peu de temps pour se changer due à la vitesse de propagation l'onde d'accumulation massique.

Pour la première figure (Fig 3.31) la fréquence est 50Hz, et pour la figure (Fig 3.32) la fréquence est 500 Hz !, on voit que pour le deuxième cas le fluide à la sortie se rapproche d'être stationnaire à cause d'accumulation de la masse à travers la turbine.

Pour la première figure (Fig 3.31) et la troisième figure (Fig 3.33) l'amplitude augmente, mais la nature d'écoulement à la sortie reste presque la même.

On peut justifier ces résultats par la loi de Womersely

$$\alpha = L \cdot \sqrt{\frac{2\pi f}{\nu}} \tag{3.9}$$

Sachant que α est le nombre de Womersely, L est la longueur caractéristique, f est la fréquence, ν est la viscosité cinématique, [22].

Quand $\alpha < 1$, et elle augmente on se rapproche le régime stationnaire à la sortie, ça implique que la fréquence augmente α augmente aussi et l'écoulement à la sortie est presque stationnaire (l'effet du nombre de Womersely est négligeable dans le stator et le rotor).

Chapitre IV

Analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge

Analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge

4.1 Introduction

L'analyse de l'écoulement à travers la roue centrifuge du compresseur est faite en deux manières :

- a- Analyse en (full satge)** ou le domaine de calcul englobe la totalité de l'étage du compresseur de l'entrée de la roue jusqu'à la sortie de la volute, il est subdivisé en trois volumes de calcul (roue, diffuseur, et volute) dans ce cas le maillage ne peut être raffiné aux parois à cause de la capacité limité des moyens de calcul, l'analyse de cette manière est choisie pour étudier l'écoulement moyen afin d'investiguer la relation géométrie-performance du compresseur.
- b- Analyse d'un seul passage d'aubes** ou on a considéré une aube principale suivi d'une aube secondaire dans un volume de passage limité par l'entrée, la sortie, carter, et enveloppe, les côtés sont considérés comme parois périodiques, le maillage dans ce cas peut être raffiné et la couche limite peut être analysée.

4.2 Modèle géométrique du compresseur centrifuge

Le développement de la géométrie du compresseur est réalisé sur le logiciel GAMBIT, les différentes composantes du compresseur sont conçues Individuellement et tous sont assemblés (figure 4.1). Les profiles des aubes sont générés à l'aide des coordonnées qui ont été introduites. Pour générer le volume de la roue à l'intérieur du volume enveloppe du moyeu, le volume de l'aubage doit être soustrait, un seul volume de rotation est obtenu. Le diffuseur est modélisé comme un disque creux, sans aubes directrices, les dimensions de la roue et le diffuseur sont indiquées dans le tableau 4.1. La volute est modélisé par le montage d'une enveloppe de départ à section de passage non symétrique sa révolution est faite de 0° à 360° où le bec diviseur de la volute est situé, et un tronc de cône qui sert comme diffuseur destiné à être relié au conduit d'admission du moteur.

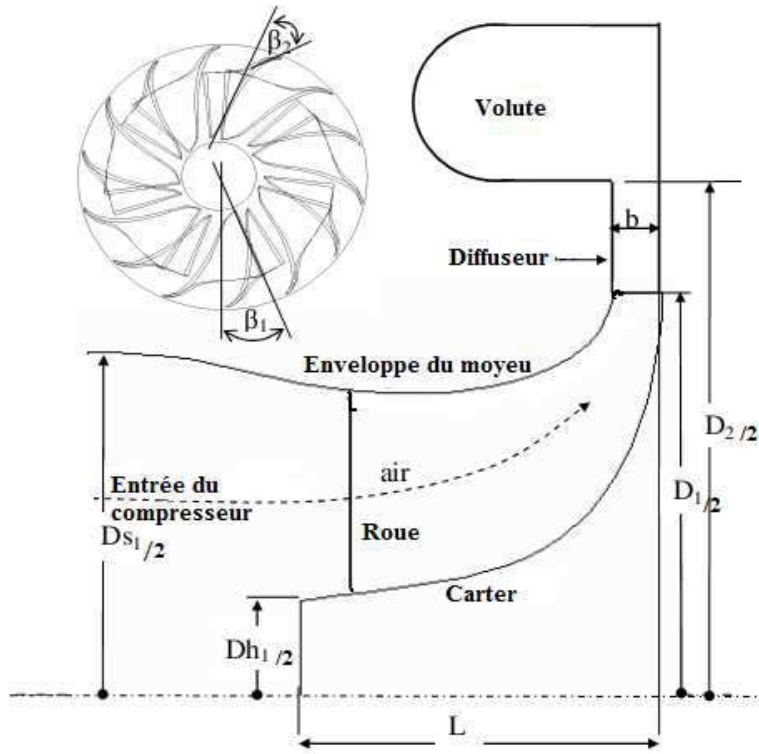


Fig. 4.1 Schéma d'un étage du compresseur radial

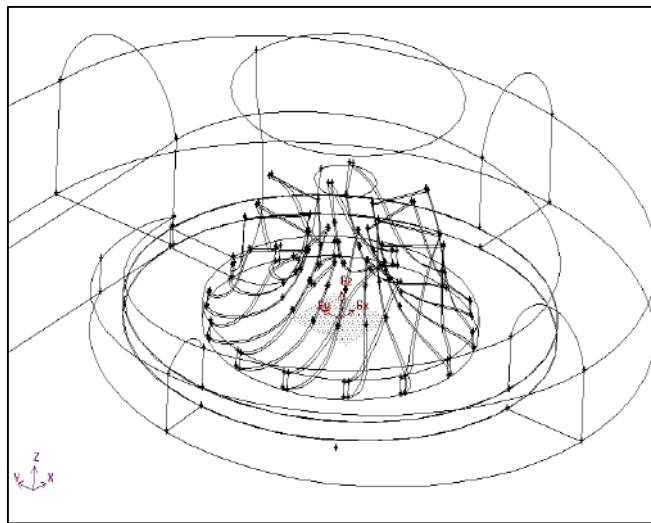


Fig.4.2 Lignes externes des différents éléments du compresseur

Table 4.1 Dimensions de chaque élément du compresseur choisi pour la simulation, correspondantes à la figure 4.1

Description	Symb.	Dimensions (m)		
		Type « a »	Type « b »	Type « c »
Nombre d'aubes Principales	z	14	14	7
Nombre d'aubes intercalaires	z_s	0	0	7
Diamètre de sortie de la roue	D_1	0,08	0,08	0,08
Diamètre de sortie du diffuseur	D_2	0,126	0,126	0,126
Hauteur des aubes à la sortie	b	0,0045	0,0045	0,0045
Diamètre d'entrée du compresseur	D_{s1}	0,068	0,068	0,068
Diamètre d'entrée du carter	D_{h1}	0,018	0,018	0,018
Longueur axiale de la roue	L	0,026	0,026	0,026
angle d'inclinaison à l'entrée	B_1	0°	50°	50°
Angle de retournement à la sortie	B_2	0°	0°	30°

4.3 Effet de la géométrie du rotor

Nous allons étudier l'écoulement turbulent de l'air à travers le compresseur, considérons l'étage complet du compresseur centrifuge constitué d'une entrée d'air amenant à une roue qui décharge l'air radialement à travers un diffuseur lisse (sans aubes directrices dans une volute à section semi-circulaire à entrée tangentielle (mi - plate)).

L'objectif ici est la prédiction de l'influence de la géométrie des aubes des roue (rotor) sur la structure de l'écoulement que ce soit sur le champs thermodynamique (vitesse ; pression et température) ou sur les caractéristiques locales de la turbulence représentée par le modèle $K-\epsilon$ standard (intensité de turbulence et l'énergie cinétique de turbulence) pour ceci on à considérer trois type de roues de même taille et de même nombre d'aubes (table 4.1) , différent seulement en mode de verrouillage des aubes :

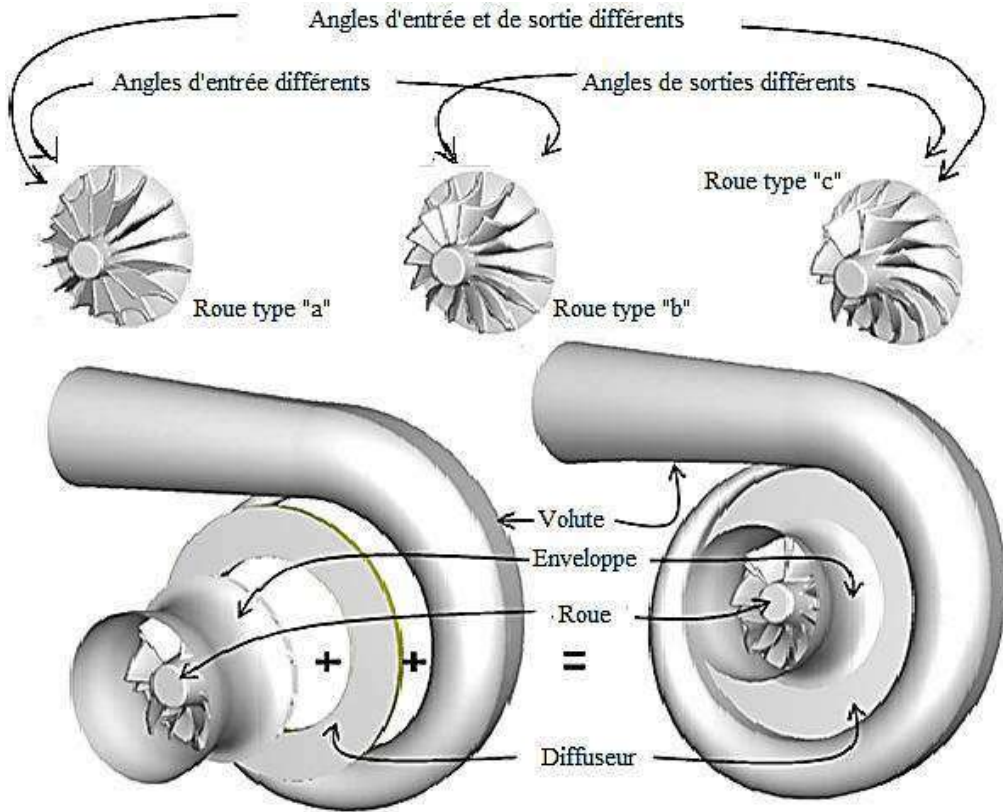


Fig. 4.3 Modèles des rotors étudiés

Type « a » : simple (pas de verrouillage)

Type « b » : verrouillé à l'entrée, droite à la sortie

Type « c » : verrouillé à l'entrée et à la sortie

Maillage et Conditions aux limites

Vu la complexité de la géométrie le maillage généré pour chaque élément du compresseur est non structuré, il est montré dans la (Fig. 2), Il contient un nombre de cellules comme l'indique le tableau 4.2.

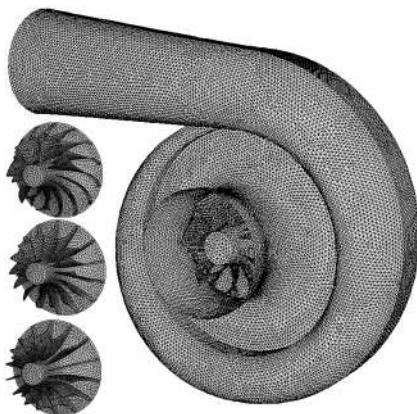


Fig. 4.4 Vue du maillage non structuré du domaine de calcul en (full stage)

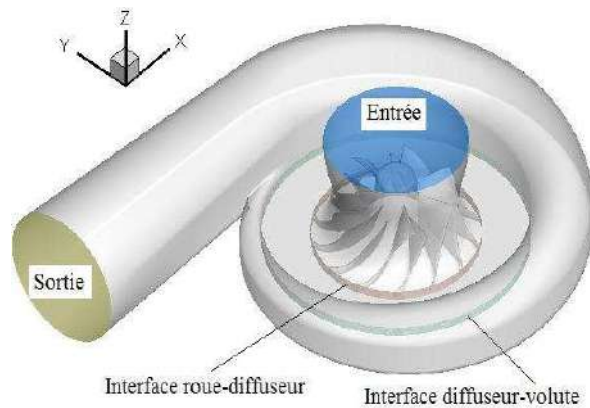


Fig. 4.5 Nature des surfaces conditions aux limites

Table 4.2. Nombre de cellules de maillage pour les différents éléments du

éléments du compresseur		Roue	Diffuseur	Volute
Nombre de cellules tétraédriques	Avec type "a"	126405	23632	406441
	Avec type "b"	124558	23774	407161
	Avec type "c"	126846	26336	406441

Le volume fluide considéré comme domaine de calcul possède une seule entrée et une seule sortie. La pression totale à l'entrée est prise égale à la pression atmosphérique (101325 Pa), la température totale est prise égale à la température ambiante (288.15K), La pression totale à la sortie du compresseur doit prendre la valeur exigée par les conditions de fonctionnement du moteur. Les valeurs par défaut de 10% sont prises pour l'intensité de turbulence et le rapport de viscosité à l'entrée et à la sortie du compresseur, pour ces conditions aucun écoulement de retour n'est observé à travers les faces d'entrée et de sortie lorsque la convergence est atteinte. Concernant le rotor, toutes les parois mobiles faisant partie de la référence de rotation. Ces parois sont traitées comme parois mobiles à une vitesse de rotation nulle relative à la zone des cellules adjacentes. Les parois non rotatives faisant partie de la référence inertielle sont traitées comme parois mobiles à vitesse de rotation absolue nulle.

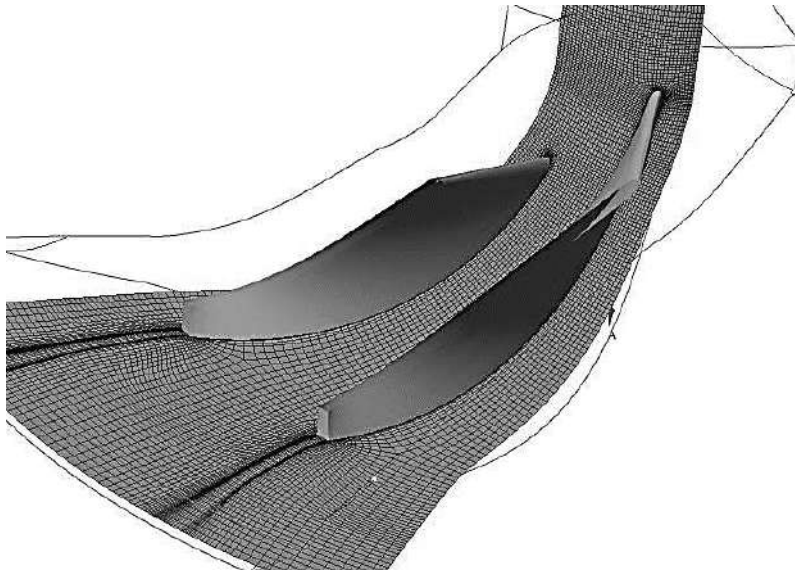


Fig. 4.6 Vue du maillage structuré du domaine de calcul en un passage d'aube

Contrôle des calculs :

La convergence est contrôlée par l'évolution des résidus (figures 4.7 et 4.8), tandis que le choix du nombre des itérations maximum est fait sur la base de la variation du débit massique à travers une section donnée du domaine de calcul (ici on a choisi la section de sortie de la volute à cause des écoulements de retour envisagés à cette section au début des calculs) durant le processus itératif comme il est indiqué sur la figure 4.9. On constate qu' à partir de 800 itérations le débit massique devient inchangé, le nombre max des itérations doit donc être supérieur à 800 quel que soient les résidus pour ne pas avoir une perte de débit, c.à.d. Le critère de convergence (résidu max $\leq 10^{-4}$) est choisi de manière que les calculs ne s'arrêtent qu'après 800 itérations.

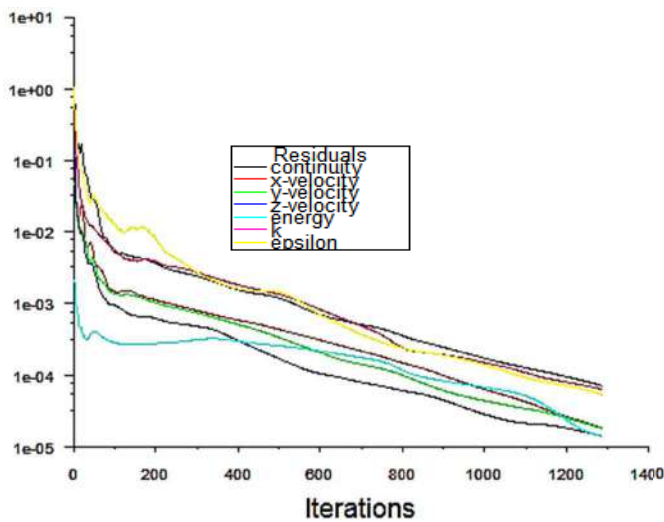


Fig. 4.7 Enregistrement des résidus lors des itérations pour k-ε

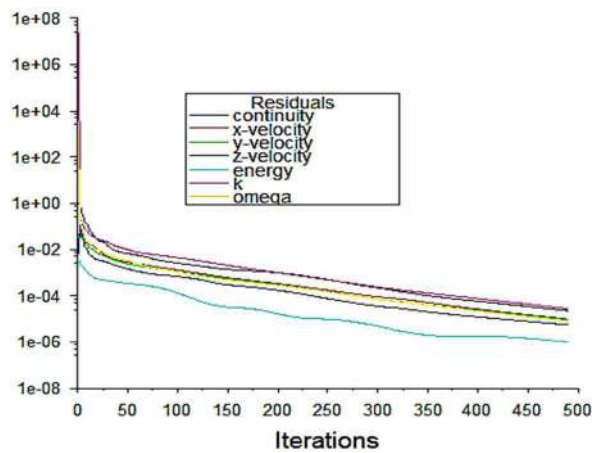


Fig. 4.8 Enregistrement des résidus lors des itérations pour SSTk-ω

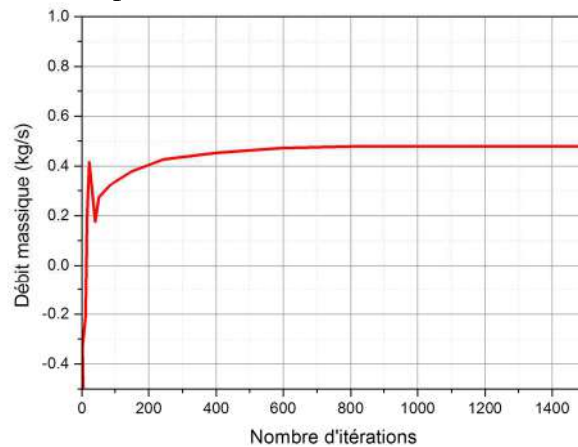


Fig. 4.9 Enregistrement du débit massique à travers la section de sortie de la volute lors des itérations

Validation

Pour faire confiance aux résultats CFD de l'écoulement à travers le compresseur centrifuge, on procède avec deux tests significatifs ; le premier est un test de base contient la visualisation de la pression dans la totalité du compresseur (figure 4.10 a) et la charge sur les aubes (figure 4.10 b) vu le sens physique de ces paramètres. Le deuxième est le test des performances (rapport de pression et rendement isentropique), et les comparer avec celles obtenus par un test expérimentale du turbocompresseur J90S-2 [32] et numériquement par S. N. Danish [51], pour ceci on a considéré un compresseur avec diffuseur lisse (sans aubes directrices) similaire au cas test, les résultats obtenus sont en accord très acceptable (figure 4.10a). On voit que la différence entre nos résultats CFD et ceux expérimentaux est inférieure à 5 %, et cet écart peut s'expliquer par le fait que certaines dimensions du compresseur testé ne sont pas disponibles dans la littérature ouverte, par conséquent, notre simulation CFD ne correspond pas exactement en incluant toutes les dimensions. C'est pourquoi le débit massique calculé avec le modèle CFD à une pression de sortie donnée, peut être légèrement différent du compresseur réel. (Figure 4.10b) montre la même comparaison, mais compte tenu du rendement isentropique du compresseur.

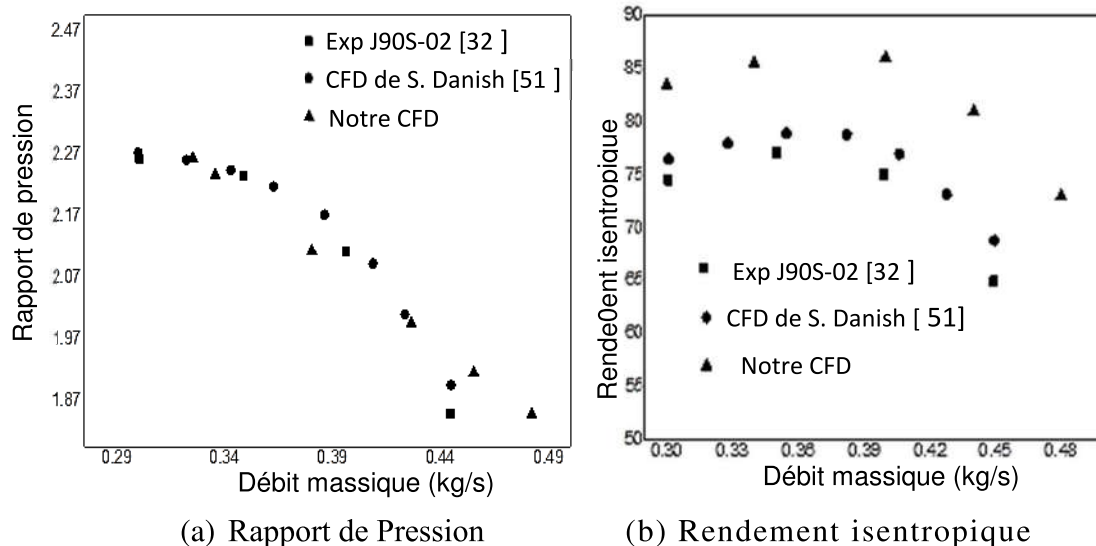


Fig. 4.10 : Comparaison des performances pour le compresseur à diffuser

4.3.1 Taux de compression

L'analyse du rapport de pression comme une performance du compresseur centrifuge, illustrée par la (figure 4.11), obtenus par la simulation, montre un changement significatif des courbes caractéristiques (rapport de pression-débit) avec l'orientation des aubes d'une part et avec le régime de rotation des roues d'autre part. Pour la roue de type « a » (simple, pas de verrouillage), la plage de fonctionnement la plus large (0,32-0,52 kg/s) et la plus stable (écart du rapport de pression $\sim 0,4$) est remarquée pour le bas régime de rotation (60000 tours/minute), alors que pour 80000 et 100000 tours/minute, les plages de fonctionnement sont plus courtes et moins stables (écart du rapport de pression dépasse l'unité). Pour la roue de type « b » (verrouillé à l'entrée, droite à la sortie), la plage de fonctionnement la plus large (0,5-0,65 kg/s) et relativement stable (écart du rapport de pression ne dépasse pas l'unité) est remarquée pour le bas régime de rotation (80000 tours/minute), alors que pour 60000 et 100000 tours/minute, les plages de fonctionnement soit plus courtes ou moins stables. Pour la roue de type « c » (verrouillé à l'entrée et à la sortie), la plage de fonctionnement la plus large (0,36-0,66 kg/s) et bien stable (écart du rapport de pression $\sim 0,6$) est remarquée pour le haut régime de rotation (100000 tours/minute), bien que pour 60000 et 80000 tours/minute, les plages de fonctionnement sont plus stables avec des rapports de pression inférieurs. La raison pour laquelle la roue de type « c » est conventionnelle par rapport aux types « a » et « b ».

4.3.2 Pression statique

La (figure 4.13) monte la distribution de la pression statique à travers les trois types de roues. Pour le type « a » la différence de pression entre l'extrados et l'intrados des aubes est remarquable dans le sens angulaire à l'entrée et à la sortie des aubes, alors qu'on ne peut pas remarquer une grande différence entre l'entrée (sens axial) et la sortie sens radial, tandis que pour le type « b » la différence de pression entre l'entrée (sens axial) et la sortie (sens radial) commence à être remarquable, et l'effet des courbure des aubes à l'entrée à éliminer la concentration de pression sur les aubes ce qui devient claire pour le type « c » où on a constaté la différence de pression clairement entre l'entrée et la sortie de la roue, ainsi que sa distribution, qui devenue de plus en plus uniforme dans le sens angulaire par rapport aux types « a » et « b ». Le niveau non

uniforme de répartition de la pression à grand débit est supérieur à ce que, en condition de faible débit, son effet sur le champ d'écoulement en amont est aussi plus fort.

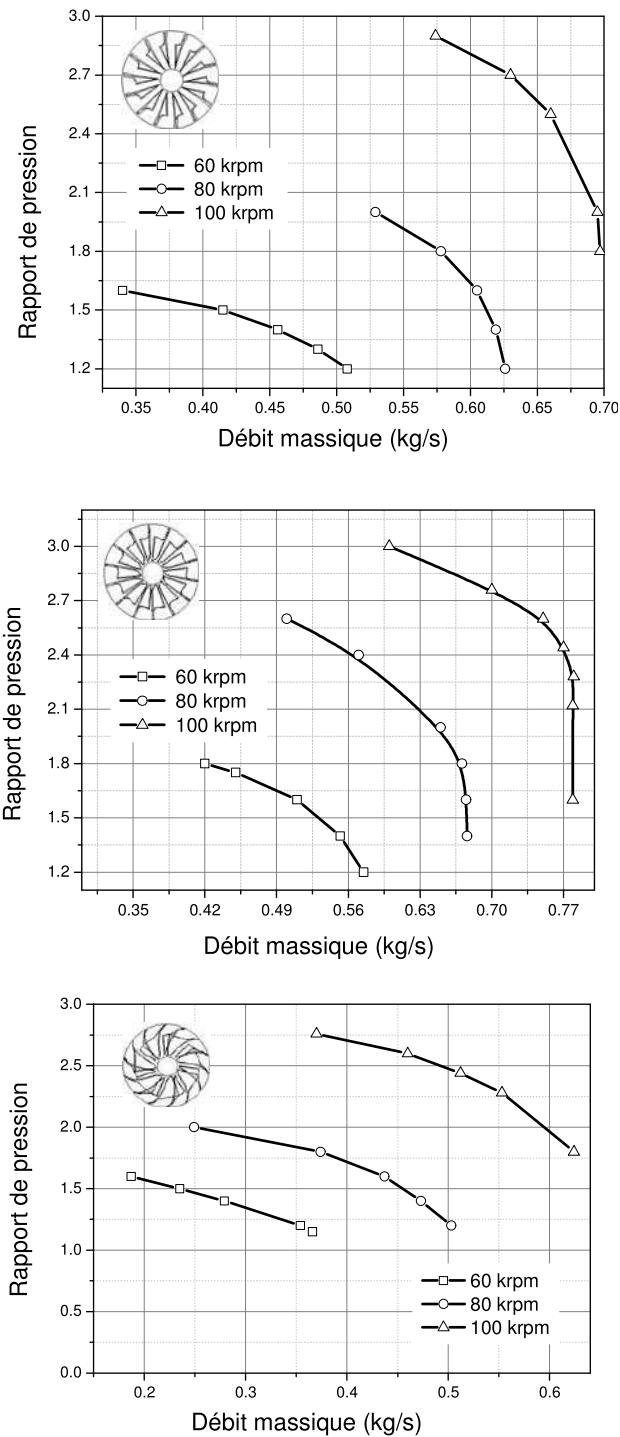


Fig. 4.11 : Courbes caractéristiques (rapport de pression–débit) pour les trois modèles de roues pour les trois régimes de rotation.

De plus, la distribution non-uniforme de pression circonférentielle dans la volute apporte l'écoulement non-axisymétrique à la sortie de la roue. Dans des conditions différentes d'écoulement, la variation circonférentielle de l'angle absolu d'écoulement à la sortie de la roue est également différente. Pendant ce temps, les caractéristiques d'écoulement non-axisymétrique dans la roue interne peuvent être également reflétées par la répartition du débit massique. La région de haute pression statique de la volute correspond à la diminution du débit massique en amont du canal des aubes, tandis que la zone de basse pression statique de la volute correspond à l'augmentation du débit massique, ceci est en accord avec WANG Leilei et al. [55].

4.3.3 Chargement des aubes du compresseur

La figure 4.12 montre la pression statique, responsable du chargement des aubes principales et secondaires de la roue du compresseur, aux trois niveaux : 10% , 50 % , et 90% de hauteur de veine en fonction de direction méridienne. La charge augmente brusquement à l'entrée des aubes et graduellement à leurs sorties en particulier aux aubes secondaires.

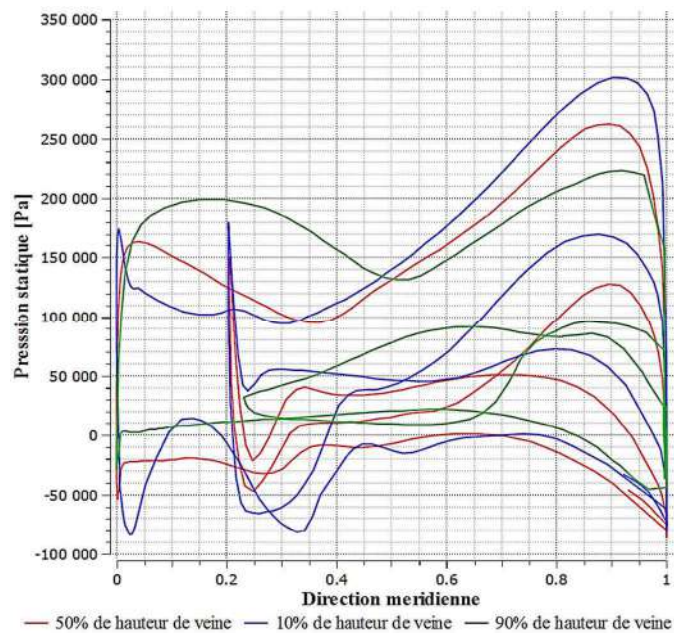


Fig. 4.12 Chargement de l'aube obtenue par le modèle k-ε

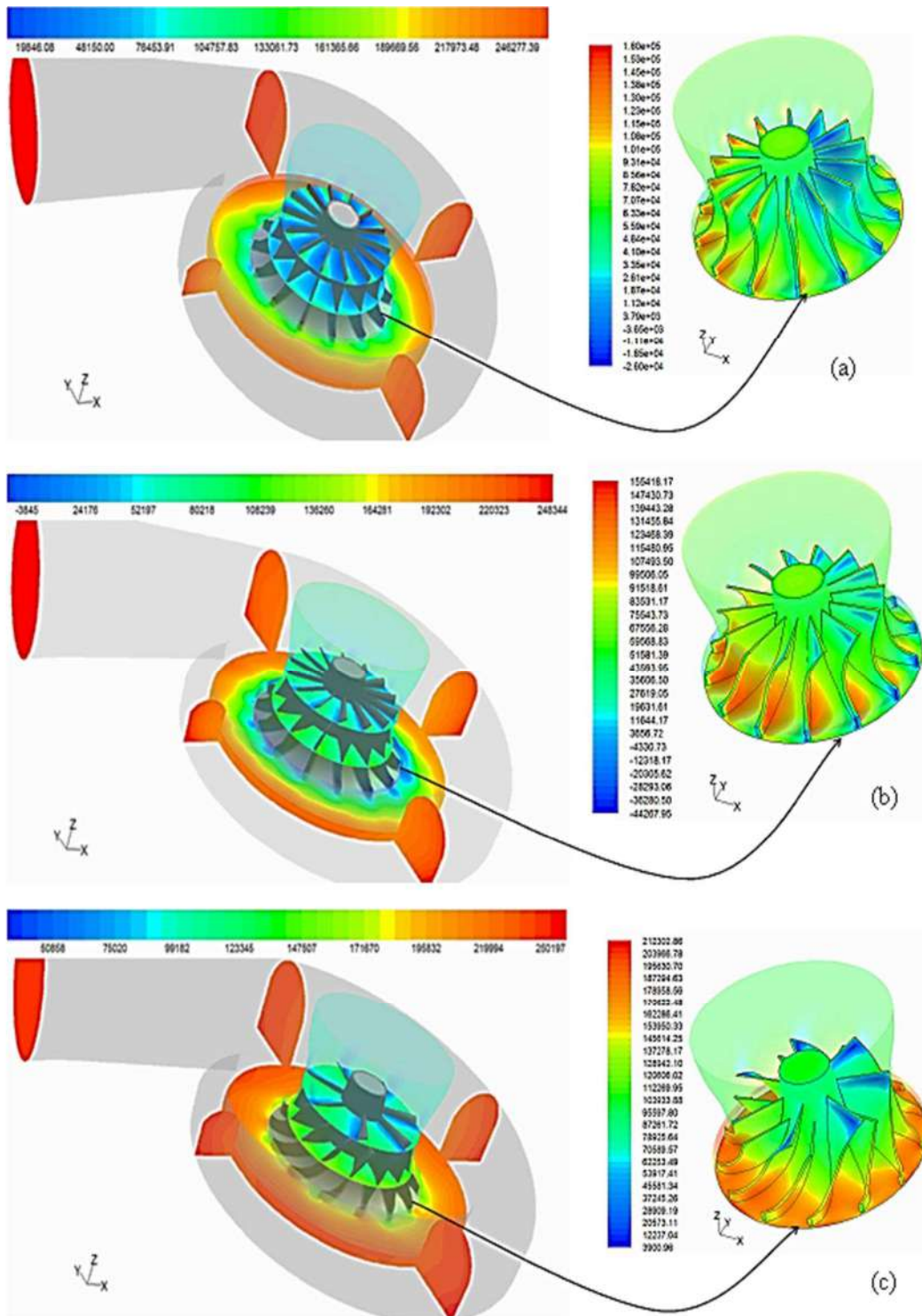


Fig. 4.13 Contours de pression statique au débit nominal pour les trois types de roues

4.3.4 Champ des vitesses et nombre de Mach

La (figure 4.14) montre le champ des vecteurs vitesses, tracées sur les contours du nombre de Mach, au débit nominal et à 100 KRPM. A cette vitesse de rotation l'écoulement est accéléré et la composante radiale de la vitesse est dominante au niveau de l'enveloppe moyeu où on remarque une zone du nombre de Mach élevé, mais subsonique, de même pour la région de sortie des aubes, où la composante tangentielle de la vitesse est dominante. Dans la volute, la zone d'accélération est remarquée au côté carter près de l'entrée et suite au vortex forcé qui remplit la section transversale de la volute.

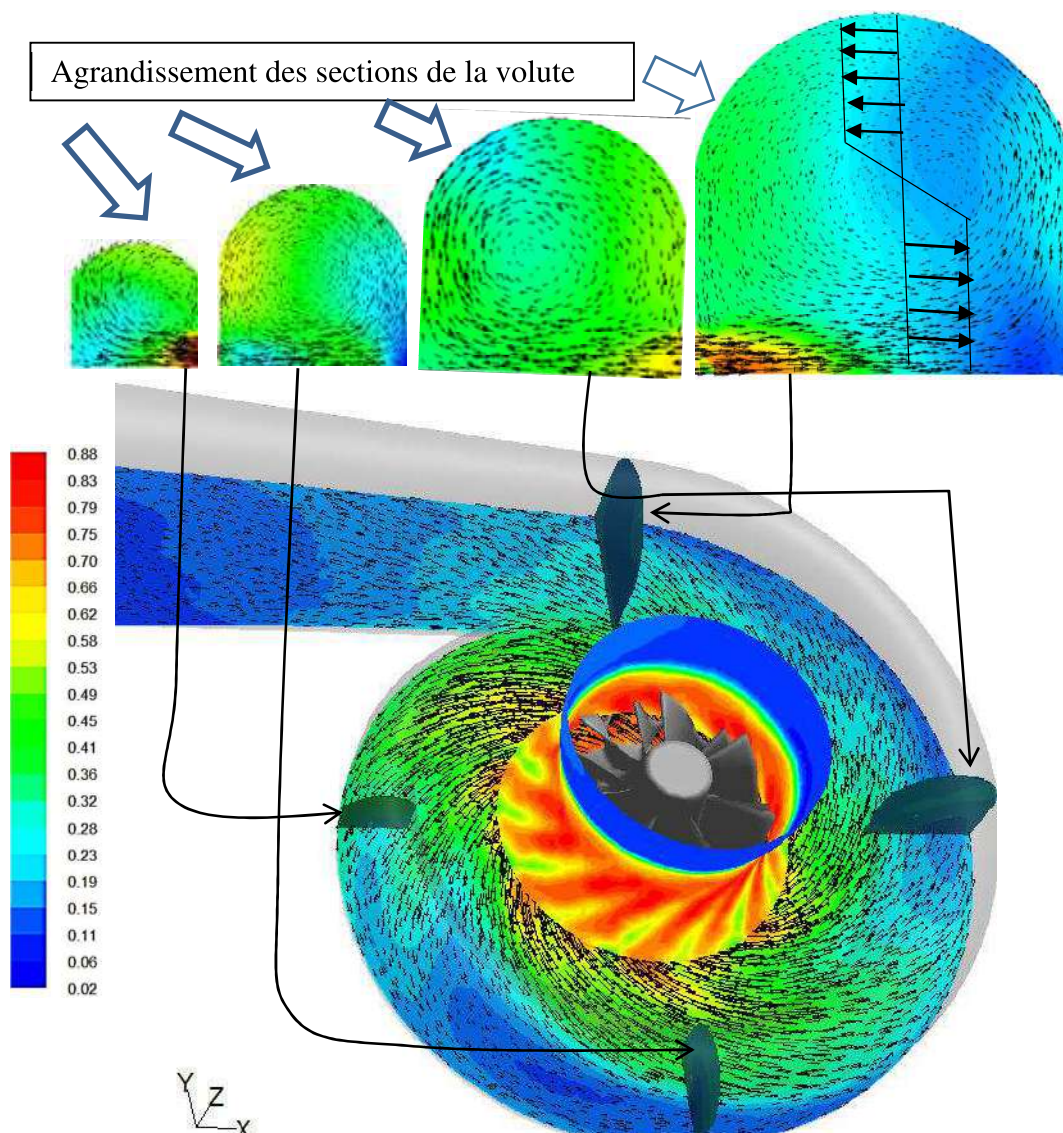


Fig. 4.14 Vecteurs vitesses et contours du nombre de Mach au débit nominal

4.3.5 Structure tourbillonnaire

Théoriquement le système de tourbillon est décrit comme l'équilibre des forces normales à une ligne de courant qui implique que la somme des efforts centrifuge et des effets visqueux soit égale au gradient de pression provenant de la différence de pression entre l'intrados et l'extrados. L'origine des écoulements secondaires se trouve souvent dans les couches limites de l'écoulement, zones où le fluide est ralenti et se trouve donc beaucoup plus sensible à l'influence des gradients de pression radiaux et azimutaux. Le principal phénomène observé dans notre cas est le tourbillon de passage, qui est plus claire dans la (figure 4.14) pour les sections de la volute, et (figure 4.15) au passage inter aubage. Par conséquent, dans le canal inter-aubes, la diminution de vitesses dans les couches limites du moyeu et du carter va rendre le fluide plus sensible au gradient de pression qui se développe entre l'intrados et l'extrados des aubes. Il y aura donc d'importantes migrations de fluide de l'intrados vers l'extrados des aubes dans les régions proche des parois. Ce transfert de fluide va entraîner des migrations radiales le long des aubes. Ce mouvement d'ensemble forme le tourbillon de passage.

Écoulement secondaire et écoulement de séparation

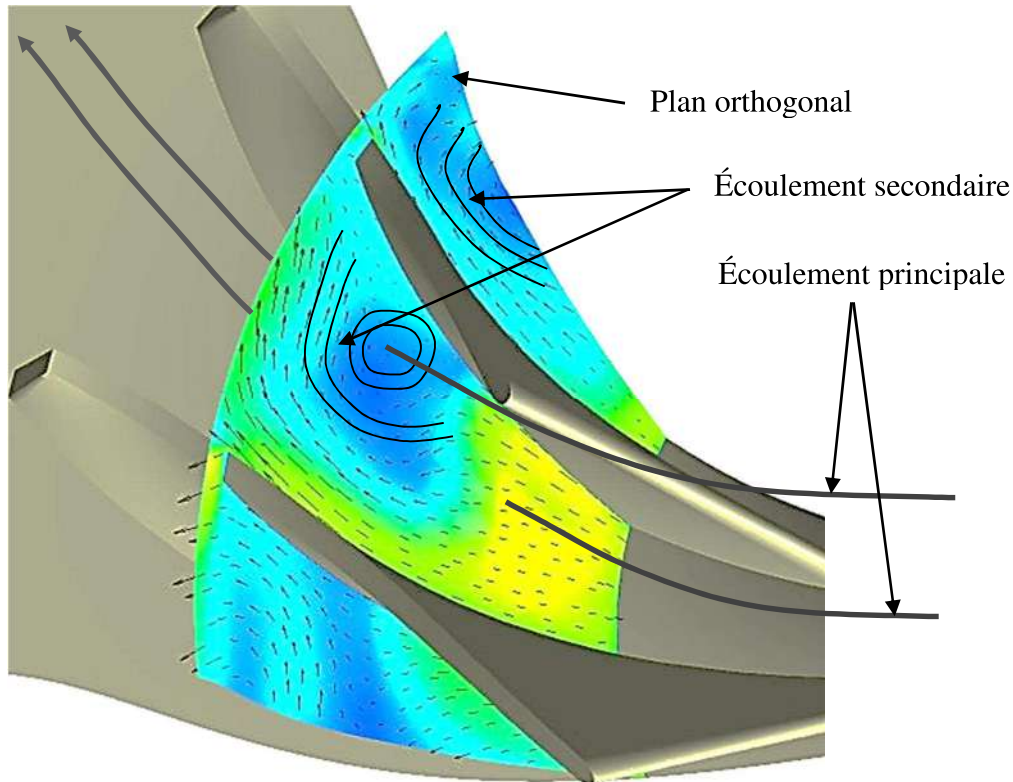


Fig. 4.15 Écoulement secondaire à travers le passage inter aubage du compresseur centrifuge

A l'arrière de la roue. L'écoulement de séparation de la couche limite est sévère. L'interaction couche limite-écoulement de séparation et de fuite provoque une région de perte élevée à l'arrière du passage inter-aube sous la condition du débit, ZHENG XinQian et al. [57], [61].

L'écoulement de séparation peut avoir une influence dramatique sur le système aérodynamique, comme le compresseur centrifuge, l'écoulement de séparé peut entraîner des changements drastiques dans la distribution de pression le long de l'aube de la roue et produire ainsi des pertes importantes dans le compresseur centrifuge.

Un écoulement à forte séparation est aussi difficile à modélisé en utilisant les modèles de turbulence à deux équations, du fait que la quantité de séparation peut également avoir un effet sur la précision des simulations. L'écoulement séparé cause une chute brusque dans le cisaillement à la paroi le long de la surface tangentielle à l'écoulement. L'identification des régions de forte séparation dans le compresseur centrifuge est d'une importance cruciale.

La (figure 4.16) montre une région de séparation au niveau du côté aspiration de l'aube principale, par conséquent la quantité de l'écoulement séparé passe à travers le jeu radial comme un écoulement de fuite partielle qui peut générer une zone de recirculation au niveau du côté pression de la même aube, ceci pour des moyens débits massiques. Si le débit est important cette quantité peut être dominée par le courant de l'écoulement moyen qui prend le sens du passage vers le diffuseur parallèlement à la surface de l'aube.

On peut également remarquer et détecter plusieurs régions sensibles liées à un écoulement qu'on peut qualifier comme écoulement secondaire. On note particulièrement une zone de recirculation on haut de l'aube principale près du bord d'attaque qui se détache progressivement dans la direction transversale (figure 4.17), il est important aussi de signaler la présence d'une zone épaisse qu'a pour finalité un détachement dans le sens transversal, son foyer réside principalement dans une zone mitoyenne de l'aube. L'ensemble de ces zones génère un mouvement ascendant hélicoïdale, cette observation est conforme avec certains références très limitées réalisées dans le cadre d'un calcul à haute performance (supercalculateur, calcul parallèle,...) Aurélien (2013), Tartoussi (2011)

Concernant l'aube secondaire, près de la paroi du côté aspiration, l'écoulement présente un aspect secondaire suite à la création d'une zone de recirculation de forte intensité qui se traduit par un détachement transversal. Tandis près de la paroi du côté pression on peut distinguer deux zones : une zone qu'échappe de l'accompagnement de l'écoulement moyen, en effet la partie supérieure ne présente aucune adhésion à la paroi (absence des lignes parallèles à la paroi), ces lignes ont été entraînées complètement dans le sillage de l'écoulement secondaire ce qui peut entraîner une contre-performance importante (risque de fonctionnement hors design du compresseur). La partie inférieure montre clairement une adhésion à la paroi, cette région est dominée par l'écoulement parallèle à la paroi cet écoulement montre d'une part une accélération due au rétrécissement de la section de passage dicté par le tourbillon généré dans la région supérieure. Et d'autre part un décollement de la couche limite dans le sens transversal ceci est envisagé vers la sortie de l'aube (figure 4.18). Au voisinage du côté aspiration de l'aube secondaire une zone de séparation est claire au milieu de l'aube cette zone est siège d'un détachement vers le centre du passage inter aubes (figure 4.19).

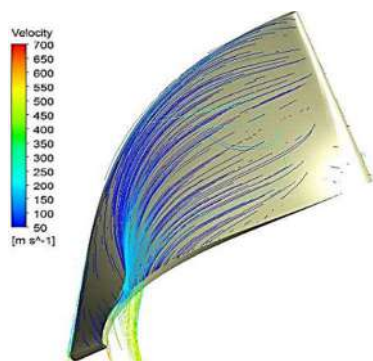


Fig. 4.16 Zone de séparation côté aspiration de l'aube principale

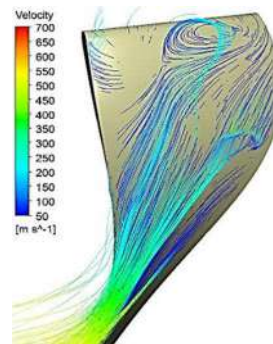


Fig. 4.17 Zone de séparation au niveau du côté pression de l'aube principale

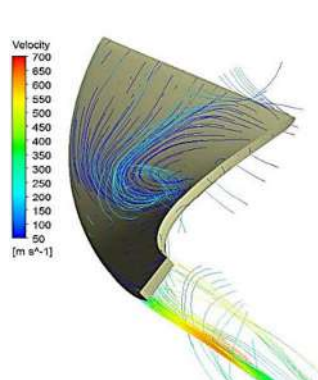


Fig. 4.19 Zone de séparation au niveau du côté aspiration de l'aube

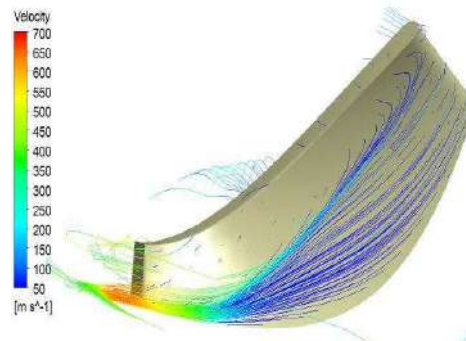


Fig. 4.18 Zone de séparation au niveau du côté pression de l'aube secondaire

4.3.6 Ecoulement de fuite et du jeu

Dans l'écoulement interne de la roue centrifuge transsonique, le vortex de fuite est affecté par trois facteurs : onde de choc, gradient de pression adverse et couche limite à la paroi du moyeu, [62], [63]. L'onde de choc est une discontinuité sévère, la détente du fluide avant laquelle et la compression du fluide après laquelle va accélérer la détérioration du vortex de fuite. La (figure 4.20) montre le vortex de fuite à travers le jeu d'extrémité de l'aube principale se déplace vers l'aval gardant la stabilisation, suivie par les lignes de courant

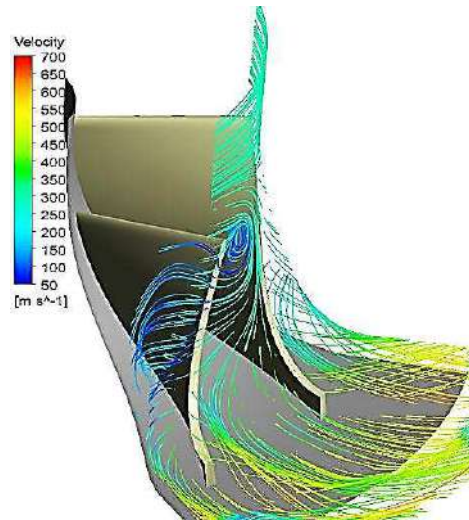


Fig. 4.20 Vortex de fuite près du moyeu

tourbillonnaires défilés. Le vortex de fuite interagit avec l'onde de choc et se décompose au voisinage du moyeu. Le gradient de pression adverse a un effet plus significatif surtout dans le compresseur à haute pression. Les tourbillons de fuite se dégènèrent vers le bas plus rapidement et plus sévèrement sous un fort gradient négatif pression comme il peut être élucidé sur la (figure 4.21). Les vortex de fuite restent coincés au niveau du coin de la surface d'aspiration et du carénage dans le cas d'un sévère gradient de pression défavorable dans la moitié arrière du passage de la roue. Les tourbillons de

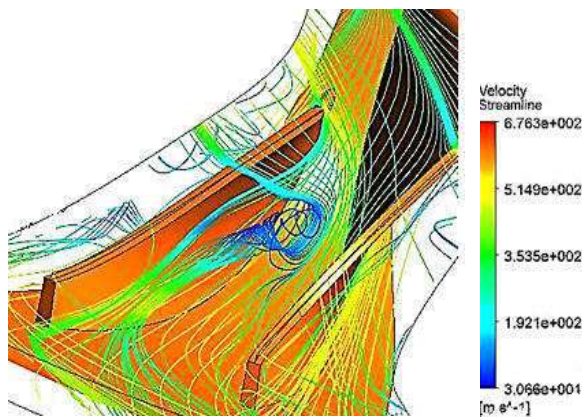


Fig. 4.21 Ecoulement du jeu en têtes des aubes

fuite se décomposent rapidement au niveau de la surface d'aspiration et ne peut pas former une accumulation vorticitaire stable comme celui de la moitié avant du passage de la roue. La couche limite visqueuse du carénage a pour effet d'inhiber le déplacement du vortex de fuite, et de réduire la vitesse axiale du noyau tourbillonnaire.

4.3.7 Ecoulement pariétal

Pour un débit massique élevé, à travers la roue de type « a » qui ne possède plus des aubes secondaires, les lignes de frottement aux surfaces de l'intrados (coté pression) et de l'extrados (coté dépression) des aubes sont illustrées sur la (figure 4.23 a et b). Sur l'extrados, le spectre pariétal est caractérisé par l'absence des points singuliers à part un faible foyer de détachement tend à apparaître près des bords d'attaque et à l'extrémité du moyeu suite à un écoulement de fuite. Une forte migration de la couche limite est constatée du moyeu vers le carter, notamment dans la partie à forte courbure méridienne qui est d'autant plus importante que le rapport de pression est grand. Cette migration des couches limites des parois des aubes est créée par l'effet de courbure dans le plan méridien, [26]. Dans le cas de faible débit, cette migration alimente l'écoulement de jeu avec des particules à faible énergie cinétique et favorise donc le développement du blocage à proximité du carter. A la sortie de la roue, les lignes de courant reprennent la direction de l'écoulement principal suite à l'absence des effets de courbure.

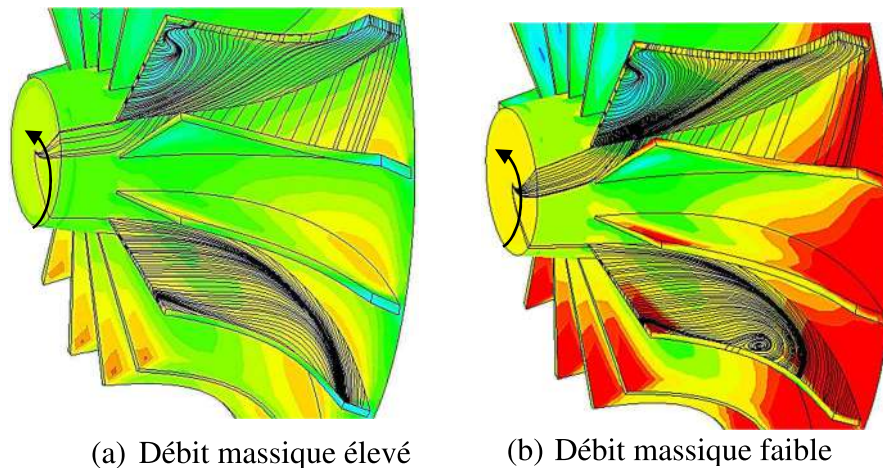


Fig. 4.23 Lignes de frottement sur les aubes de la roue de type «a»

À travers la roue de type « b » qui ne possède plus des aubes secondaires, les lignes de frottement aux surfaces de l'extrados (coté dépression) et de l'intrados (coté pression) des aubes sont montées sur la (figure 4.24 a et b). Sur l'intrados, pour les deux débits massiques élevé et faible, le spectre pariétal est caractérisé par l'absence des points singuliers, et la couche limite semble plus stable avec une légère migration vers le carter. Tandis que pour l'extrados en cas du débit élevé, les lignes de frottement prennent le sens de l'écoulement principal dans la totalité à part au voisinage de

l'extrémité moyeu où un écoulement de jeu est remarqué, en cas du débit faible un comportement similaire est envisagé. Ceci est dû à l'absence des effets de la courbure.

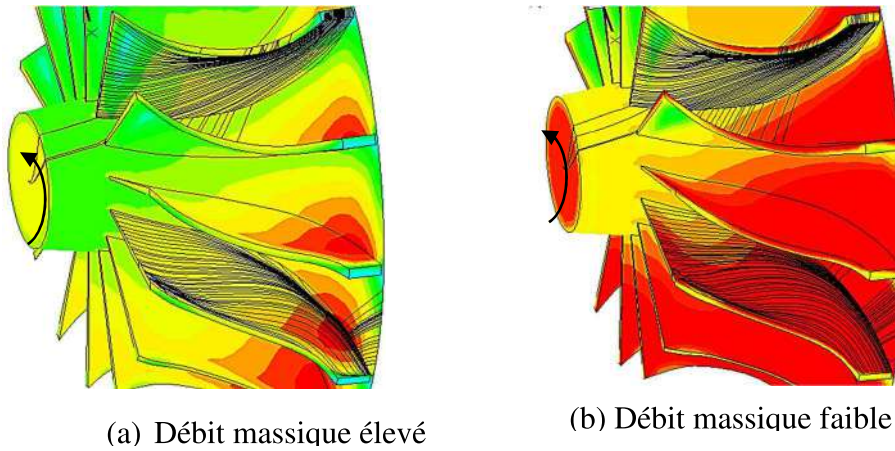


Fig. 4.24 Lignes de frottement sur les aubes de la roue de type «b»

La (figure 4.25 a et b) montre le comportement de la couche limite aux parois intrados (coté pression) et extradados (coté dépression) des aubes principales et secondaires de la roue de type « c ». Pour un débit massique élevé, sur les intrados des aubes principales et secondaires, le spectre pariétal des lignes de frottement est caractérisé par l'apparition d'un foyer de détachement dont la distorsion des lignes occupant la partie amont des aubes, une ligne de séparation au voisinage du bord d'attaque surtout de l'aube principale, s'étendu jusqu'à l'extrémité coté moyeu, vers la sortie des aubes un col est envisagé dans une zone de dégradation de pression et de courbure inverse des aubes. Sur l'extrados de l'aube principale un foyer de détachement est constaté en haut près du bord d'attaque duquel une ligne de séparation est émanant à côté de l'extrémité moyeu, tandis que sur l'extrados de l'aube secondaire, ce foyer figure en même emplacement mais avec une distorsion des lignes plus intense ce qui provoque une séparation proche du côté carter.

Pour un débit massique faible, le comportement de la couche limite devient plus complexe, deux centres adjacents sont figurés sur l'intrados de l'aube principale et un sur celui de l'aube secondaire, autour desquels les lignes de frottement tournent avec un affaiblissement d'inertie de l'écoulement, ceci est dû aux gradients de pression adverses, et la couche limite tend à décoller de la paroi. Un comportement similaire est remarqué sur l'extrados des aubes principales et secondaires, le décollement occupe la majeure partie des parois.

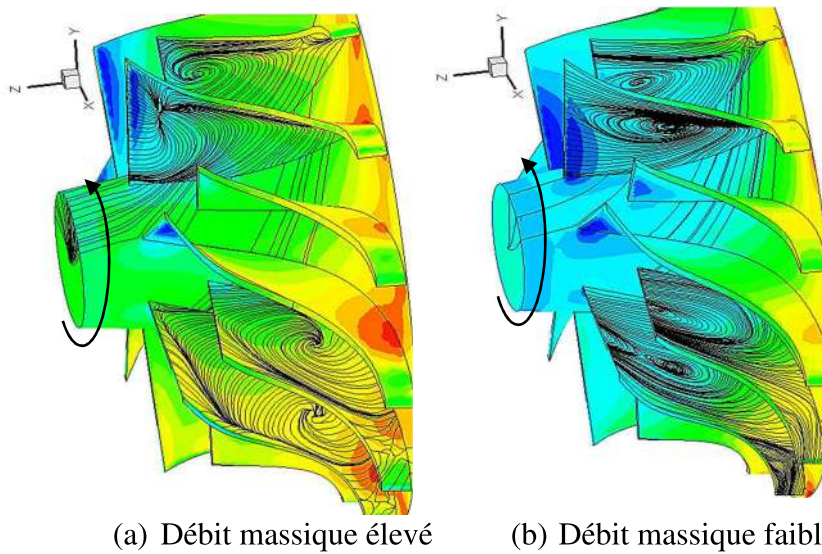


Fig. 4.25 Lignes de frottement sur les aubes de la roue de type «c»

4.3.8 Energie cinétique de turbulence (ECT)

L'énergie cinétique turbulente est un indicateur principal dans l'estimation de l'intensité de la turbulence. Sur la (figure 4.28), on constate que cette quantité est importante aux zones tourbillonnaires notamment dans le sillage rencontré à la sortie des aubage. Il serait intéressant de faire une étude spectrale au niveau de ces zones tourbillonnaire afin de connaître la fréquence de ces lâchés vorticitaires, et ceci pour le bon fonctionnement et éviter les phénomènes néfastes sur la roue, [7].

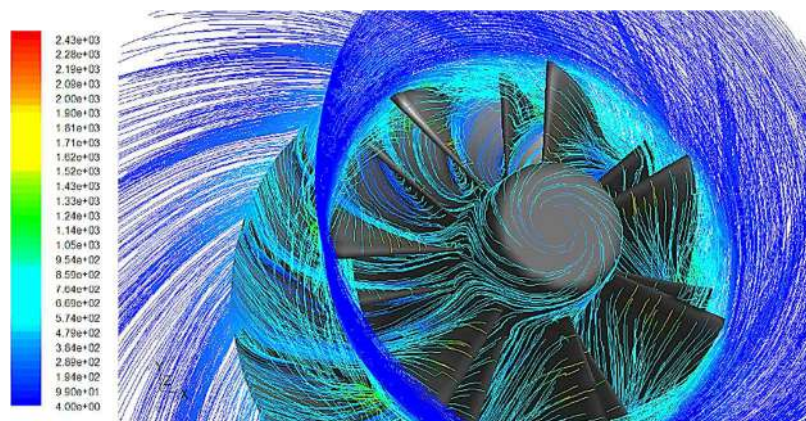


Fig. 4.28 Energie cinétique de turbulence à travers les passages inter aubage du compresseur

4.4 Ecoulement dans le diffuseur à aubes[13]

La simulation a été réalisée pour la solidité des divers diffuseurs (q) donnée par l'équation (4.1), qui est définie comme le rapport entre la corde de l'aube (c) et sa hauteur (t), où Z_b est le nombre des aubes du diffuseur, voir (figure 4.29).

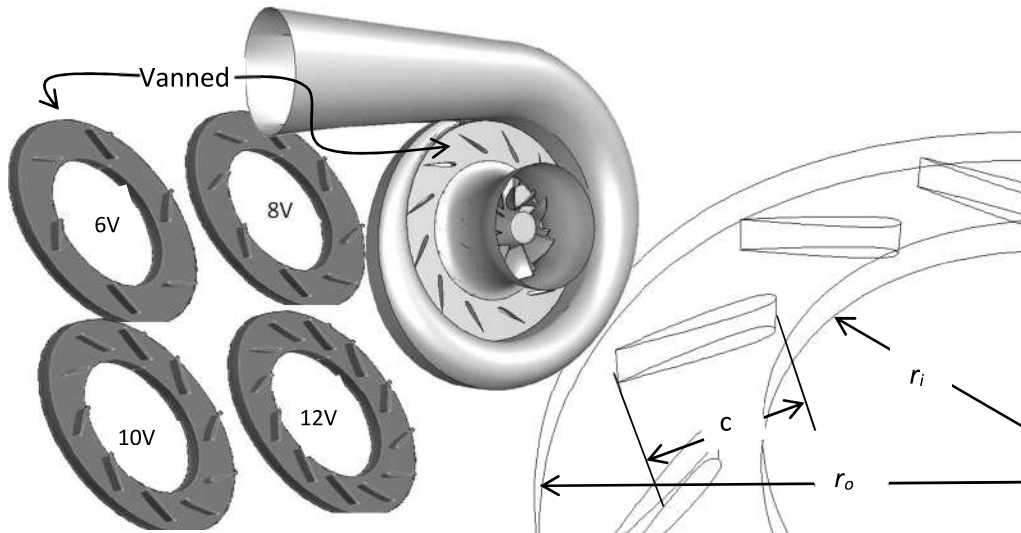


Fig. 4.29 Schéma du diffuseur à aubes

La solidité a été modifiée en changeant le nombre d'aubes du diffuseur. Quatre diffuseurs ont été construits à 6, 8, 10 et 12 aubes en profil d'ail comme le montre la (figure 4.29). La solidité correspondante est de 0,78, 1,04, 1,29 et 1,55 respectivement. La volute à section transversale semi-circulaire à entrée tangentielle et la roue de type « c » sont maintenues dans cette partie. La simulation de l'écoulement est faite pour des régimes de rotation de 60, 80 et 100 ktm (kilo tour/minute). Le débit massique du compresseur a été identifié en faisant varier la pression à la sortie.

$$q = \frac{c}{t} \quad (4.1)$$

$$t = 2\pi r_m / Z_b \quad (4.2)$$

$$r_m = (r_i + r_o) / 2 \quad (4.3)$$

4.4.1 Comparaison des Performances

Le débit moyen pour les différents rapports de pression du compresseur est calculé pour chacune des quatre diffuseurs sont présentés sur la (figure 4.29). Le rendement isentropique de scène est également calculé et illustrée à la (figure 4.30). Le rapport de

pression π_c et le rendement isentropique η_c sont calculés en fonction de la pression totale (stagnation) P_{totale} et la température totale (stagnation) T_{totale} à l'entrée et de sortie du compresseur, en utilisant les relations suivantes :

$$\pi_c = \frac{P_{\text{total, sortie}}}{P_{\text{total, entrée}}} \quad (4.4)$$

$$\eta_c = \frac{(\pi_c)^{0,285} - 1}{\tau_c - 1} \quad (4.5)$$

$$\tau_c = \frac{T_{\text{total, sortie}}}{T_{\text{total, entrée}}} \quad (4.6)$$

Le débit massique d'air est corrigé en utilisant les conditions ambiantes de température et de pression (288.15K et 101325 Pa) comme suit :

$$Q_{\text{corrigé}} = \frac{\sqrt{\tau_m}}{\pi_m} Q_{\text{réel}} \quad , \quad \tau_m = \frac{T_{\text{total, entrée}}}{288,15} \quad , \quad \pi_m = \frac{P_{\text{total, entrée}}}{101325} \quad (4.7)$$

Où, $Q_{\text{corrigé}}$ et $Q_{\text{réel}}$ sont les débits massiques d'air corrigé et réel respectivement à l'entrée du compresseur. $T_{\text{total, entrée}}$ et $P_{\text{total, entrée}}$ sont la température et la pression totales (stagnation) à l'entrée du compresseur. Il est à noter que la température totale et la pression sont les mêmes que les valeurs de référence (288.15K et 101325 Pa) ; par conséquent, les débits massiques réel et corrigé sont identiques pour les simulations présentées dans ce travail. (Figures 4.30 a et b) montrent le rapport de pression et le rendement isentropique en fonction du débit massique, pour les différents nombres d'aubes du diffuseur. Les figures montrent un changement significatif dans la plage de fonctionnement et les valeurs du débit massique. Avoir moins d'aubes du diffuseur peut donner une plage de fonctionnement plus large avec un débit massique élevé, le compresseur peut être donc plus adapté aux moteurs de taille plus grande ou aux moteurs à grande vitesse. On voit clairement que l'augmentation significative dans la valeur maximale du rendement peut être atteinte en réduisant le nombre d'aubes du diffuseur. On observe également que le rendement isentropique maximum est atteint à plus haut débit d'air d'environ 0.46 kg/s pour le diffuseur à 6 aubes par rapport à celui à 8, 10 et 12 aubes, qui leur rendements maximums ont lieu à environ 0.44, 0.43 et 0.42 kg/s respectivement. Que le nombre d'aubes est réduit, l'angle de diffusion de l'air dans chaque passage d'aubes s'accroît. Le plus grand angle de diffusion se traduit par plus de récupération de pression et de pression statique plus élevée à la sortie des aubes du

diffuseur. Néanmoins, les pertes de débit peuvent augmenter en raison d'une pauvre orientation de l'écoulement par rapport à celle avec un diffuseur à plus d'aubes. Par contre, si le nombre d'aubes augmente, l'angle de diffusion réduit, ce qui donne moins de conversion de pression statique, néanmoins, il existe moins de pertes de débit en raison de la meilleure orientation, mais est partiellement compensée par les pertes de frottement aux parois en raison des plus grandes surfaces de contact. On peut conclure que la pression acquise en raison du faible nombre d'aubes dépasse les pertes et donc plus de pression et de rendement sont obtenues pour le même débit. Généralement, il y a toujours un besoin pour arriver à un compromis en ce qui concerne le nombre d'aubes du diffuseur tenir compte des effets d'orientation et de frottement fluides dans les passages d'aubes [35].

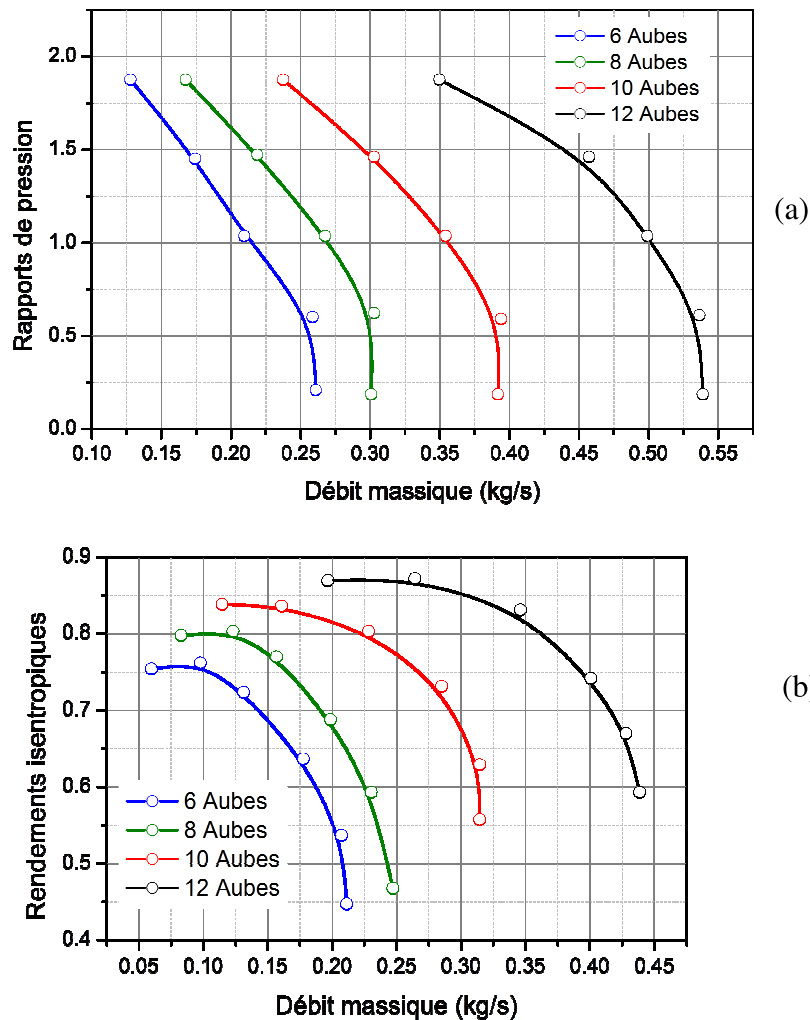
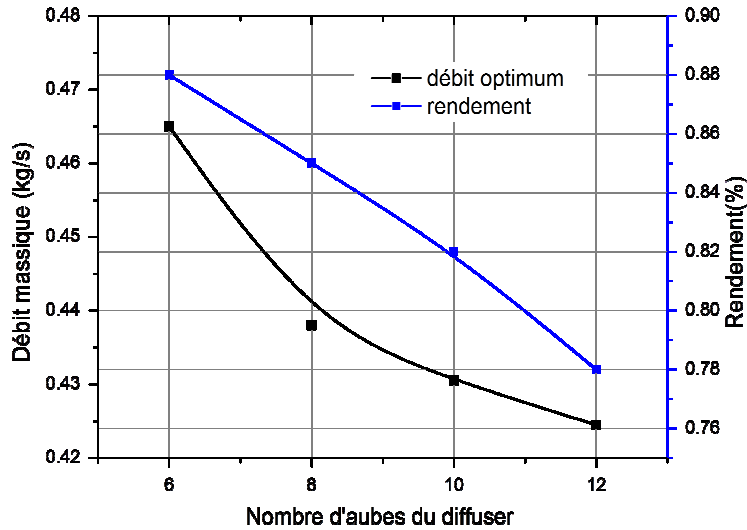
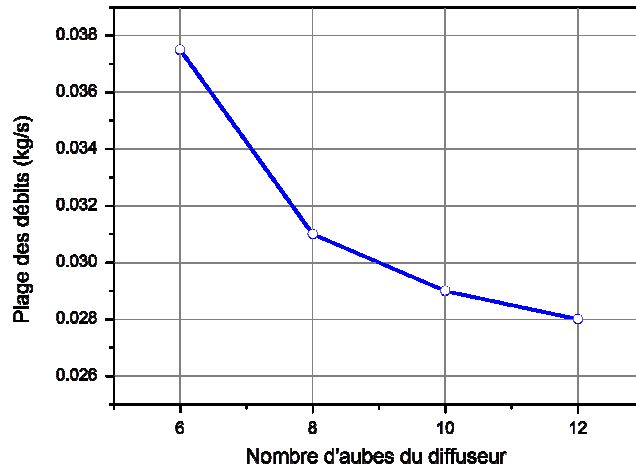


Fig. 4.30 : Comparaison des performances du compresseur pour différents nombre d'aubes du diffuseur



(a)



(b)

Fig. 4.31 Effet du nombre d'aubes du diffuseur sur le rendement et le débit massique optimums et la plage de foctionnement

La figure 4.31(a) montre le rendement maximale et la variation de la plage par rapport au nombre d'aubes de diffuseur. La figure montre une augmentation linéaire du rendement maximum du compresseur lorsque le nombre d'aubes diminue pour atteindre une valeur maximale de 87% pour un diffuseur à 6 aubes qui présente la plus faible solidité. Toutefois, cette augmentation devrait aplatir tant que le nombre d'aubes est encore diminué en raison de la séparation de l'écoulement et ses pertes associées. La figure montre aussi que la vitesse d'écoulement optimum ou bien le débit correspondant au rendement maximum, augmente avec le faible nombre d'aubes du diffuseur. La plage de fonctionnement contenant les points de la courbe caractéristique du compresseur correspondant aux hauts rendements, pour le diffuseur à 6 aubes est plus

large en comparaison avec les trois autres diffuseurs. Il atteint presque 34 % plus que le diffuseur à 12 aubes tel qu'illustré à la Fig. 4.30 (b).

4.4.2 Distribution des vitesses moyennes

Analysant les résultats obtenus, on montre que le l'écoulement quittant la roue est de type jet-sillage. Lorsqu'un tel écoulement entre un grand nombre de passages de diffuseur, la qualité du débit entrant dans les ailettes du diffuseur varie énormément, de certains d'entre les ailettes peuvent éprouver la séparation de l'écoulement menant à un décrochage de rotation et une piètre performance. Pour éviter une telle possibilité, il est plus commode de fournir un nombre d'aubes du diffuseur inférieur que sur la roue [7]. Comme expliqué dans la section précédente que le nombre d'aubes dans le diffuseur a une influence significative sur le rendement du compresseur et sa plage de fonctionnement.

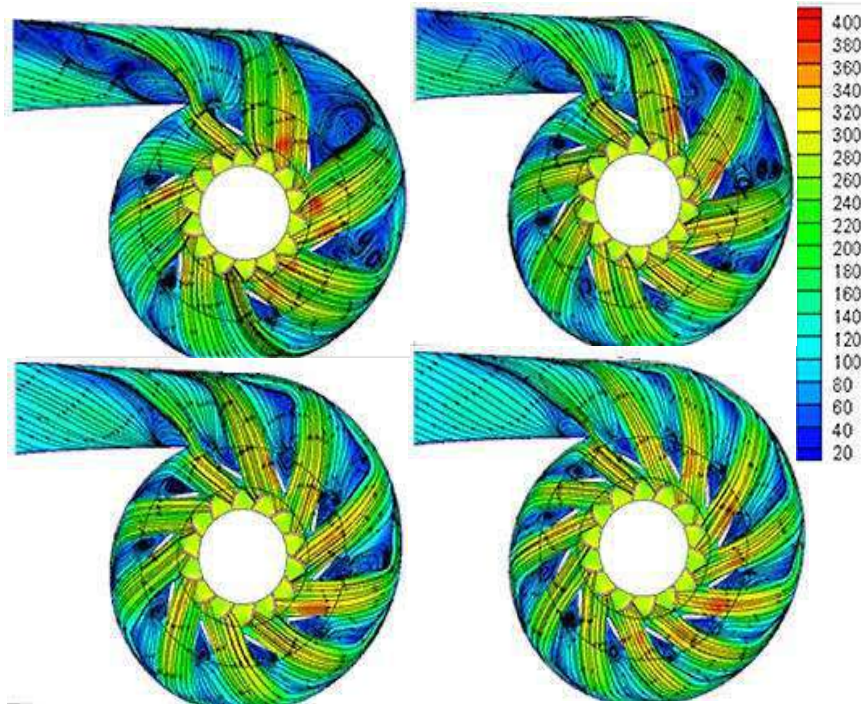


Fig. 4.32 Lignes de courant et contours de vitesse pour un débit massique de conception

La variation des caractéristiques d'écoulement revient à la réduction de l'angle de diffusion lorsque le nombre d'aubes augmente et affecte par conséquent l'écoulement dans la région de diffuseur. La figure (4.32) montre les lignes de courant colorés par la grandeur de vitesse à la condition du débit massique de conception optimale pour différentes nombres d'aubes du diffuseur. La figure montre un petit tourbillon situé entre chaque deux aube consécutives, et donc plus de nombre de petits tourbillons

(représentée en bleu) se retrouve lorsque vous utilisez plus de nombre d'aubes. En revanche, le diffuseur avec diminution du nombre de palettes a montré un nombre inférieur de tourbillons avec taille légèrement plus grande. Bien que plus gros tourbillons contient plus d'énergie, mais ce n'est pas nécessairement toute l'énergie sont en cascade et convertie en turbulence et dissipée avant de sortir du compresseur. Petits tourbillons avec échelles de longueur et de temps plus petites ont plus de fractions d'énergie dissipée avant de quitter la sortie du compresseur.

Il est donc possible d'avoir le domaine de débit du compresseur avec le plus grand nombre d'aubes de diffuseur absorbant plus d'énergie. La raison du déplacement de la plage de fonctionnement à débit plus élevé pour un diffuseur à moins palettes peut attribuer du phénomène de décrochage qui est associée à la fréquence des passages de lames. Avoir un grand nombre d'ailettes sur le diffuseur conduit à une augmentation de fréquence des passages de lames. Il peut également être attribué aux passages d'aube plus étroite du diffuseur dans lequel une recirculation à l'aspiration des aubes du diffuseur convertie en un décrochage tournant [63].

Fig.4.33 contours de vitesse méridienne à la sortie de la roue pour les quatre diffuseurs sont divulgués. Dans cette figure, on observe clairement la suite de l'aspiration de lame près du moyeu. La suite de la lame principale est plus large que celui du diviseur, qui est similaire à ce qui a été observé dans les études antérieures [39].

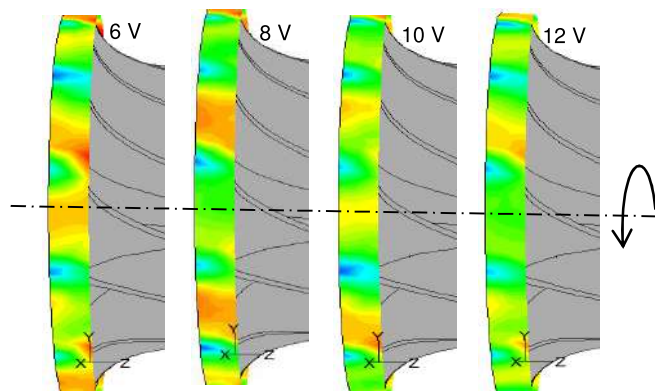


Fig. 4.33 Contours de vitesse méridienne à la sortie de la roue pour les 4 diffuseurs au débit massique de conception

La figure précédente montre que la vitesse dans le stator à inférieur nombre d'aubes a le gradient de vitesse plus méridional. L'orientation à la présence de plus d'ailettes conduit à plus d'uniformité de l'écoulement.

Figure 4.34 montre le tracé de vecteurs de vitesse sur le plan méridien à condition de taux de débit massique conception pour quatre diffuseurs. La figure montre que la vitesse maximale se produit à la sortie de la turbine en accord avec les études antérieures [39]. Néanmoins, on observe que la grandeur de la vitesse à la sortie de la turbine est plus faible pour le faible nombre de compresseur d'aubes fixes de stator. En outre, dans tous les cas une zones de recirculation est visible dans le rotor près l'enveloppe convexe. La convexité et la grande courbure du Suaire est responsable de la formation du gradient de pression indésirables raide et la formation de ce flux de recirculation près le Saint-Suaire. Des résultats similaires ont été observés par d'autres chercheurs [14]. Zone de circulation restreinte et affaibli vortex pour les fils de compresseur 6-palette à une amélioration de l'efficacité du compresseur comme également vu dans des études précédentes [60].

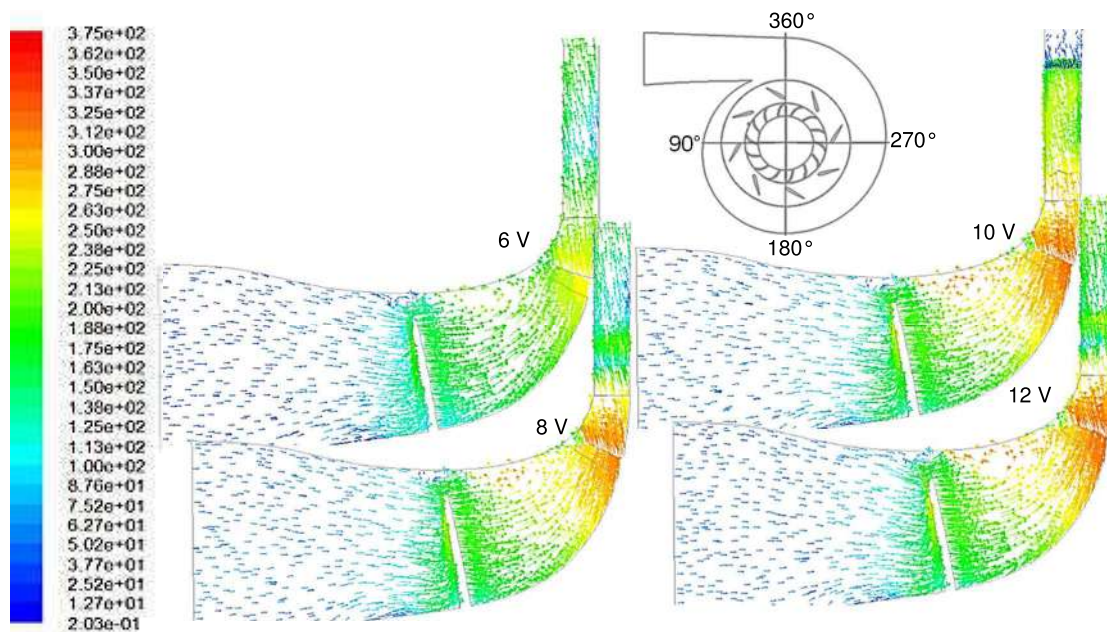


Fig. 4.34 Vecteurs vitesse sur le plan méridien (180° - 360°) au débit massique de conception pour les 4 diffuseurs.

4.4.3 Distribution de pression

Figs.4.35 et 4.36 montrent la moyenne de la pression statique circumférentielle au rayon différent repris de l'iso de la surface en passant à la moitié de la chaîne diffuseur pour les quatre diffuseurs. On peut distinguer trois zones ; sortie de la turbine, diffuseur et la volute. À faibles débits, la pression statique et totale était presque les mêmes pour les quatre diffuseurs. La pression statique augmente rapidement car il sort de la turbine et

traverse les aubes fixes de stator et puis augmente lentement dans la volute. À des débits plus élevés, la tendance de la pression statique est significativement différente de celle des débits réduits en raison de la perte de pression particulièrement à entrée sortie - et diffuseur de turbine. La récupération de pressions statiques dans les ailettes du diffuseur et la volute se produit à une distance plus courte dans le faible nombre de diffuseur de palettes alors qu'il faut une distance plus longue à l'intérieur des aubes et volute pour le plus grand nombre de diffuseur de palettes. Le pic de la reprise de la pression statique se produit toujours après la sortie du diffuseur à l'intérieur de la volute. La haute vitesse de l'air à la sortie de diffuseur pour le plus grand nombre d'ailettes peut conduire à la plus longue ailette se réveille et donc le flux doit voyager plus loin pour passer la région de vortex et avoir la pression récupérée. À des débits plus élevés, la tendance de la pression statique est significativement différente de celle des débit réduit en raison de la perte de pression particulièrement à entrée sortie - et diffuseur de turbine. La récupération de pressions statiques dans les ailettes du diffuseur et la volute se produit à une distance plus courte dans le faible nombre de diffuseur de palettes alors qu'il faut une distance plus longue à l'intérieur des aubes et volute pour le plus grand nombre de diffuseur de palettes. Le pic de la reprise de la pression statique se produit toujours après la sortie du diffuseur à l'intérieur de la volute. La haute vitesse de l'air à la sortie de diffuseur pour le plus grand nombre d'ailettes peut conduire à la plus longue ailette se réveille et donc le flux doit voyager plus loin pour passer la région de vortex et avoir la pression récupérée.

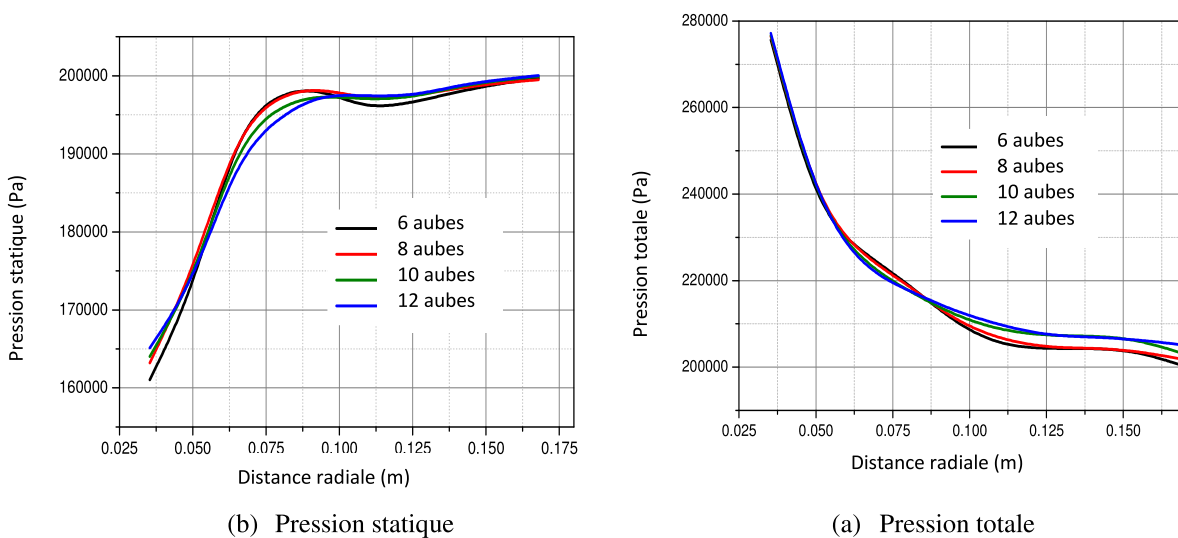


Fig. 4.35 Moyenne-radiale-circumférentielle des pressions totale et statique pour le débit massique nominal des quatre diffuseurs

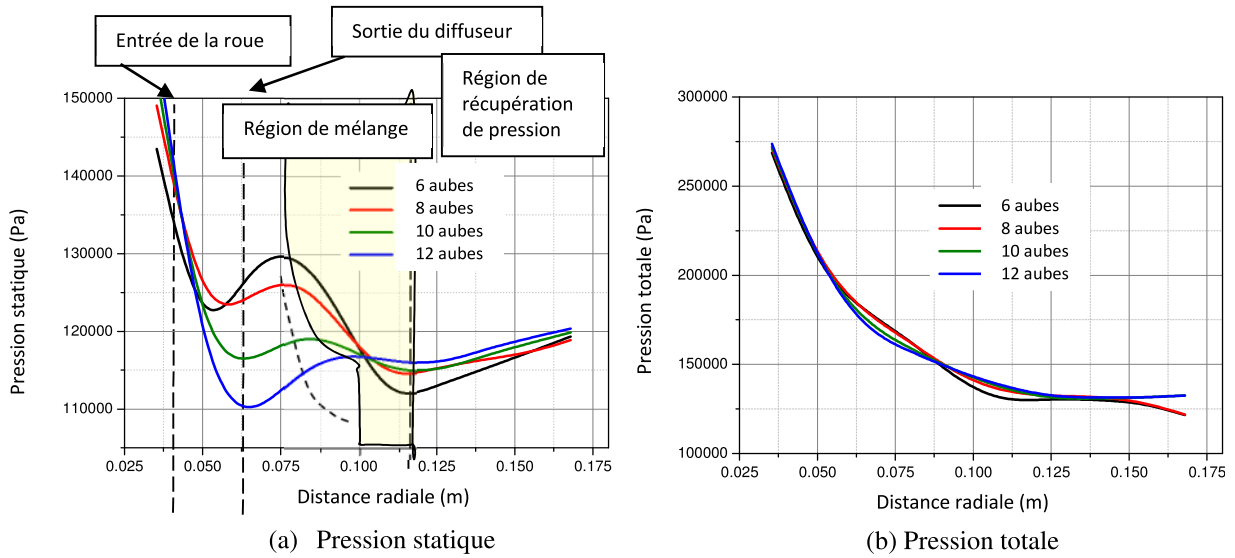


Fig. 4.36 Moyenne-radiale-circumférentielle des pressions totale et statique pour les débits massiques élevés des quatre diffuseurs

Fig. 4,37 montre les tracés de contour de pression statique. On voit clairement que pour diffuseur avec diminution du nombre de palettes (6 palettes), la pression statique à la sortie du diffuseur est grande par rapport au diffuseur de plus grand nombre d'ailettes (12 palettes) à la suite du plus grand angle de diffusion. Semblable aux résultats obtenus à la Figure 4.37 la pression maximale produit en aval la sortie de palettes de diffuseur.

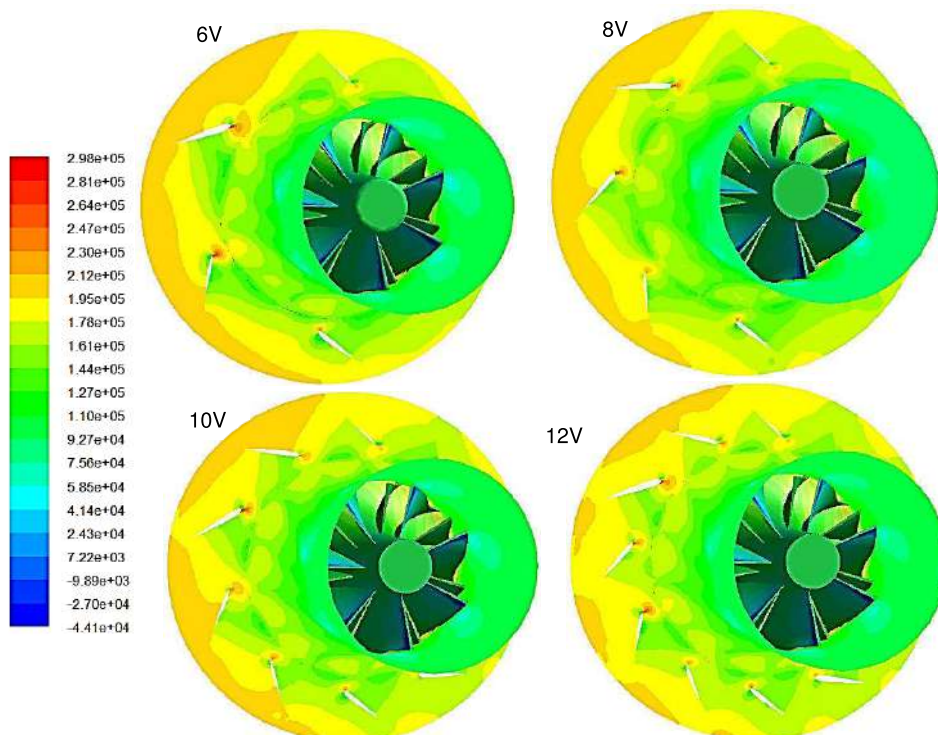


Fig. 4.37 contours de la pression statique pour le débit massique nominal des quatre diffuseurs

Étant donné que la diminution du nombre de palettes, le passage de l'écoulement est plus large et le tourbillon formé est aussi petit comme on le voit à la Figure 4.35, le reste du flux à travers dans le passage de palettes diffuseur n'est pas affecté beaucoup par la zone de recirculation. Néanmoins, le processus de diffusion sera touché en raison de l'orientation de débit inférieure au passage.

4.4.4 Energie cinétique turbulente ECT

Fig.4.38 montre le courant de couleur par ECT à condition de taux d'écoulement design pour les quatre diffuseurs, où il semble que des niveaux élevés de ECT a eu lieu non seulement dans le rotor, mais également à proximité les ailettes du diffuseur. Niveau élevé de ECT est également apparente en entrée de lame du rotor, ainsi que dans le sillage de la lame et le passage se réveille, avec baisser légèrement les valeurs. Ce comportement est en accord étroit avec [46]. Pic de ECT se trouvait toujours à bord d'attaque des aubes diffuseur.

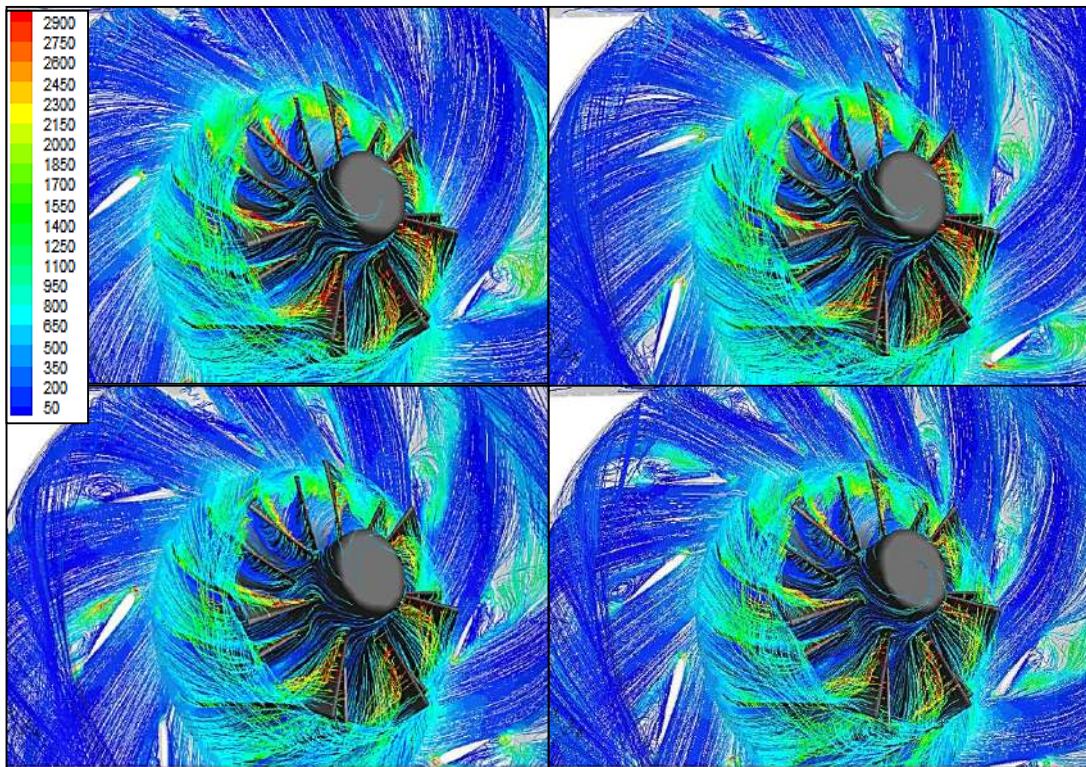


Fig. 4.38 Lignes de courant colorés par ECT au débit massique nominal pour les quatres diffuseurs

Niveaux d'énergie cinétique ont été considérablement dissipés dans le carter du compresseur surtout à la sortie de la volute. Niveaux ECT dans le sens axial ne sont pas

affectés par la solidité du diffuseur, comme illustré à la (Figure 4.49a) pour le plus petit nombre de palettes de diffuseur (6 palettes) qui est pris comme un diffuseur ailettes faible solidité (LSDV). Sur la (Figure 4.49b), le plus grand nombre de palettes de diffuseur (12 palettes) qui est pris comme un diffuseur ailettes classique (CVD) a montré aucun changement considérable. Alors que dans une direction radiale, (Figure 4.50a) et (figure 4.50b) au point de conception et haut débit conditions tarifaires respectivement, les amplitudes ECT à plus grand rayon pour LSDV sont plus élevés, même si, il est relativement plus faible ECT moyenne sortant du diffuseur (0,063 mm). En revanche les diffuseurs avec le plus grand nombre d'ailettes ont plus turbulent cinétique à la sortie du diffuseur qui se dissipe et s'écoule par la sortie compresseur avec TKE inférieur. L'énergie dissipée initié les résultats domaine de flux perte d'énergie mécanique d'écoulement du fluide. La sortie du bas TKE pour le plus grand nombre de palettes de diffuseur est en accord avec d'autres chercheurs [3].

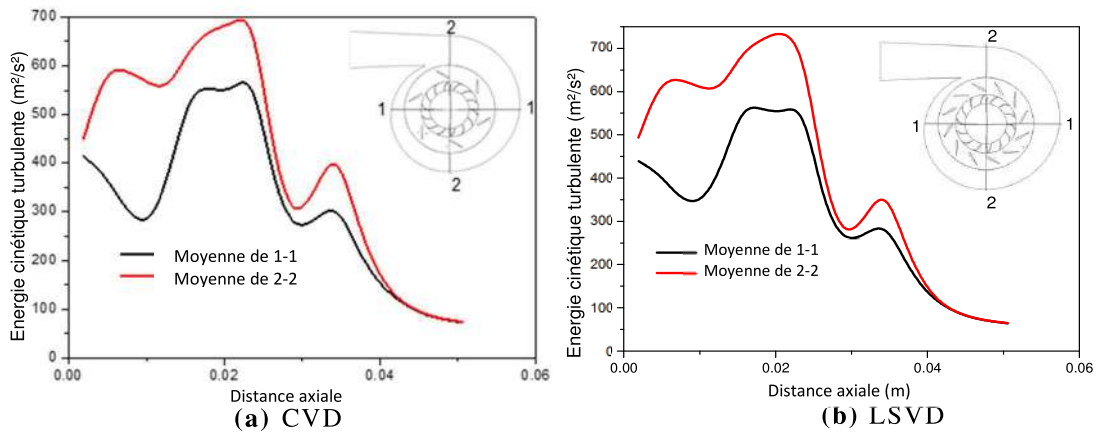
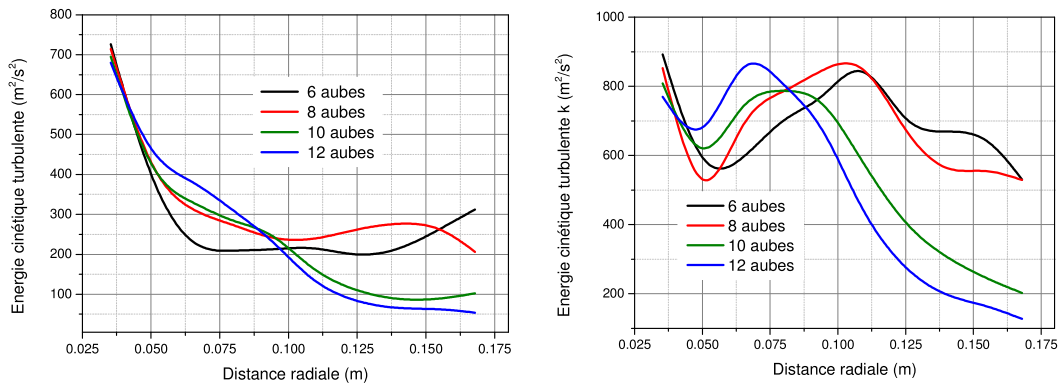


Fig. 4.39 Moyenne-axiale-circonférentielle de l'énergie cinétique turbulente

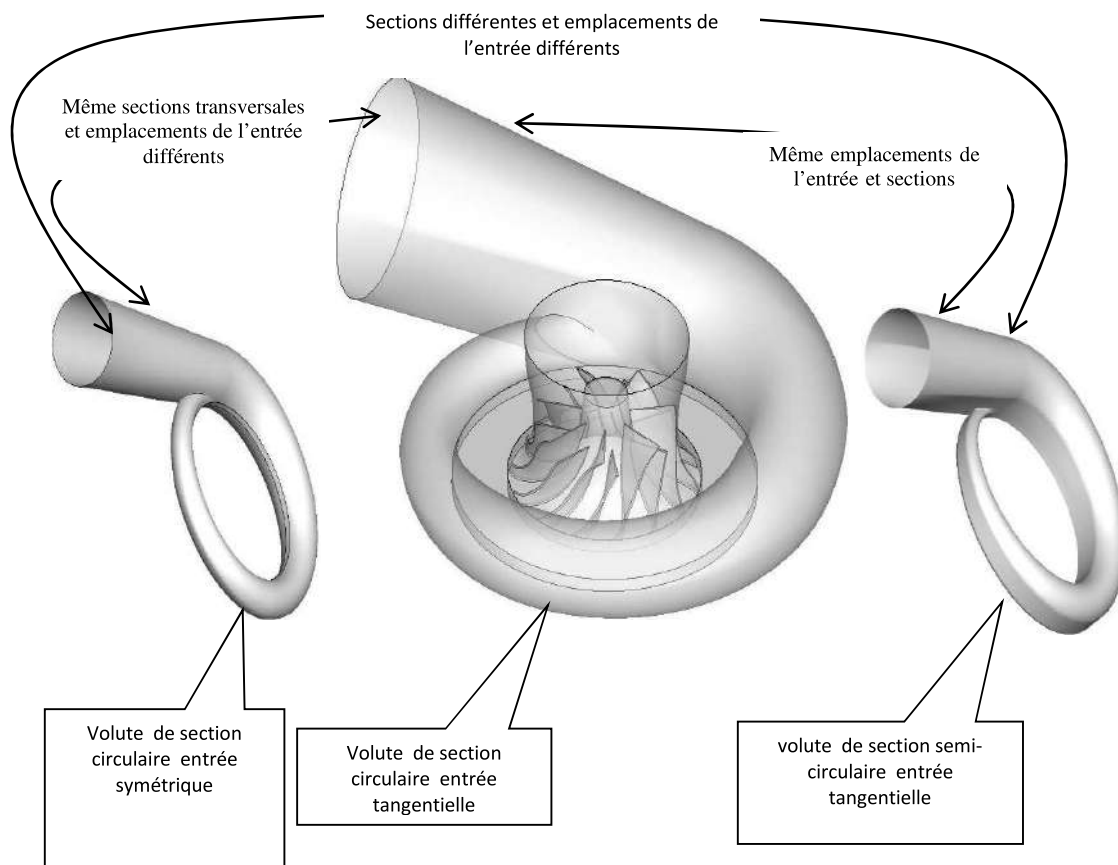


(a) Pour le débit massique nominal

(b) Pour les débits massiques élevés

Fig. 4.50 Moyenne-radiale-circconférentielle de l'énergie cinétique turbulente pour les quatre diffuseurs**4.5 Effet de la Géométrie de la volute [12]**

De la comparaison entre différentes conceptions (figures 4.52 et 4.53) on peut constater que le rendement maximum est atteint à un débit d'air d'environ 0,48 kg/s pour le compresseur avec la volute circulaire avec l'emplacement de la prise symétrique et environ 0,45 kg/s avec les deux volutes circulaires et semi-circulaire avec emplacement entrée tangentielle. Cette gamme de débits aussi masse correspond à ceux attendus à l'entrée du moteur. Le rendement atteint le maximum (85 %) pour le compresseur à avec la volute semi-circulaire avec emplacement entrée tangentielle. La plage de fonctionnement du compresseur avec la volute semi-circulaire avec location entrée tangentielle est plus large en comparaison avec les deux autres volutes.

**Fig. 4.51** modèle géométrique du compresseur centrifuge avec différents types de volutes

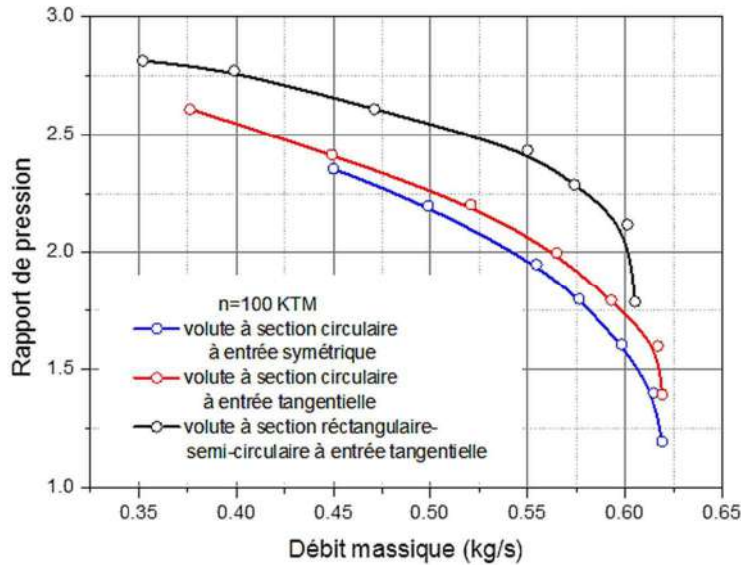


Fig. 4.52 Courbes caractéristiques Rapport de pression-débit pour les trois types de volutes

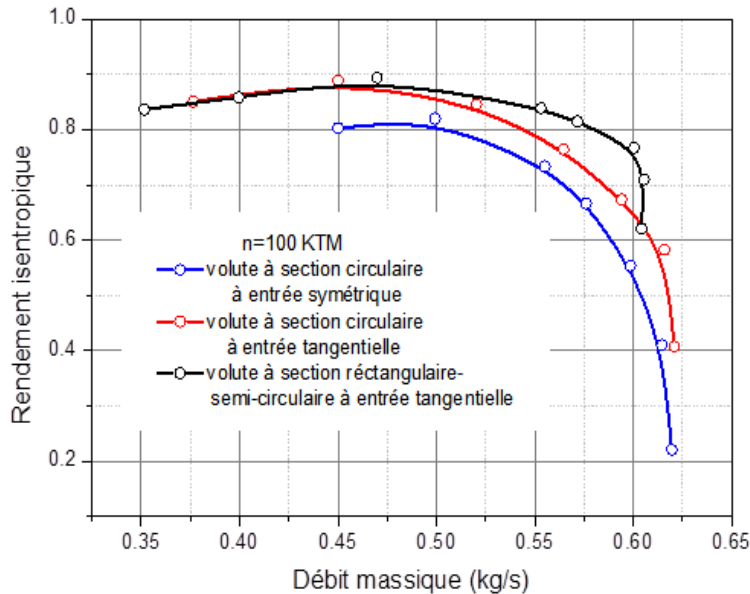


Fig. 4.53 Courbes caractéristiques Rendement isentropique-débit pour les trois types de volutes

4.5.1 Caractéristiques de l'écoulement

Afin de comprendre les visualisations représentées dans les sections suivantes, les caractéristiques de l'écoulement pour différentes conceptions sont analysées. Les (figures 4.54, 4.55 et 4.56) montrent les contours de la distribution de la vitesse et le champs des vecteurs vitesse dans le plan médian du compresseur centrifuge. Parce que toutes les simulations présentées dans cette partie sont effectuées au régime de rotation de conception de 100000 tr/min, les vitesses tangentielles à la sortie de la roue sont

semblables pour toutes les simulations, et la vitesse radiale à la sortie de la roue est principalement dictée par le débit d'air.

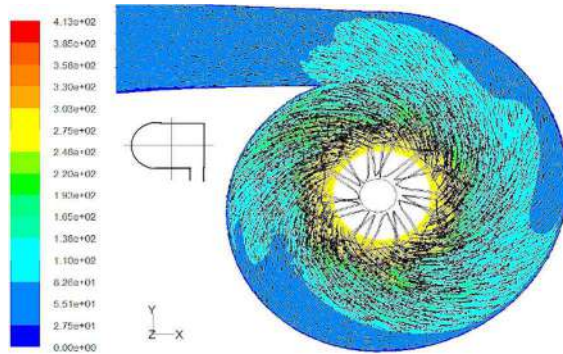


Fig. 4.54 Contours et vecteurs vitesse dans le plan aubes à aubes, pour la volute semi-circulaire à entrée tangentielle

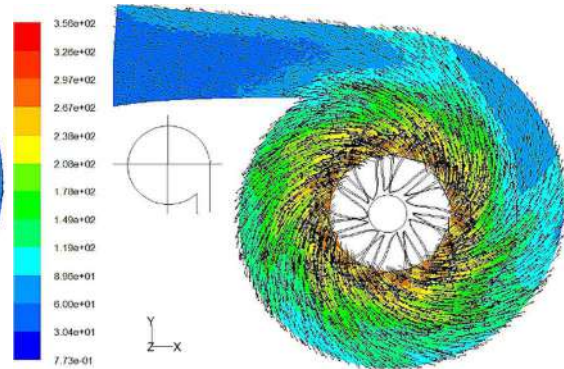


Fig. 4.55 Contours et vecteurs vitesse dans le plan aubes à aubes, pour la volute circulaire à entrée tangentielle

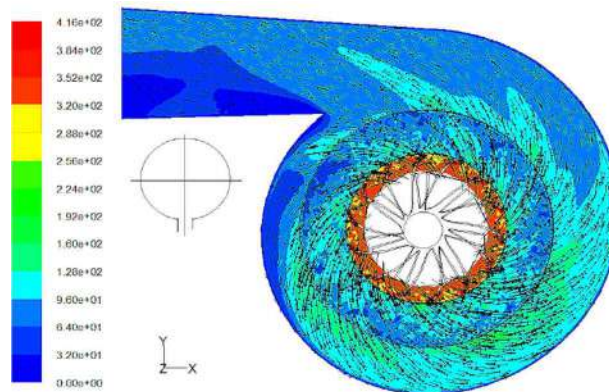


Fig. 4.56 Contours et vecteurs vitesse dans le plan aubes à aubes, pour la volute circulaire à entrée symétrique

La zone d'accélération de l'écoulement est située au début de la spirale de la volute pour les deux volutes d'entrée tangentielle, alors que pour la volute d'entrée symétrique, cette zone est décalée vers le bas de la volute, ceci indique que pour faire fonctionner ce type de volute dans les mêmes conditions de débit que les deux autres, il faut éloigner la sortie donc allonger un peu le divergent pour que la zone de récupération de pression n'affecte pas la zone d'accélération.

Par conséquent, à un débit d'air plus élevé, la vitesse radiale est plus élevée, ainsi que l'ampleur de la vitesse. Avec des vitesses tangentielles semblables à l'entrée du diffuseur, flux tangentiel est plus évident lorsque la vitesse radiale est puissance et vitesse radiale plus élevée se traduit par des flux radial plus fort.

La composante radiale de la vitesse à la sortie du diffuseur vaneless, génère un flux de rotation fort dans des zones plus petites de la volute, qui, sous la forme de vortex forcé, coulent. Plus en aval, fraîche liquide se déforme autour de ce flux de rotation et que la surface de la volute augmente un vortex de compteur est généré.

Affichage de la vitesse tangentielle, qu'il peut être observé que le flux passe par l'accélération et la décélération dans la plus petite section transversale et le débit massique minimal, diffusion ralentit la circulation à l'intérieur de la volute et diminue la vitesse tangentielle. Cette diminution est plus remarquée quand le flux arrive à l'intérieur du diffuseur conique en raison de la plus grande vitesse de diffusion dans cette région.

4.5.2 Distribution de pression

Dans la figure 4.57 les vecteurs de vitesse dans les plans méridiens sont indiqués sur les contours de la pression statique pour les coupes transversales aux angles de 90° , 180° , 270° et 360° . Le débit de la vitesse de rotation augmente de zéro au centre sur une valeur supérieure à travers le radial out.

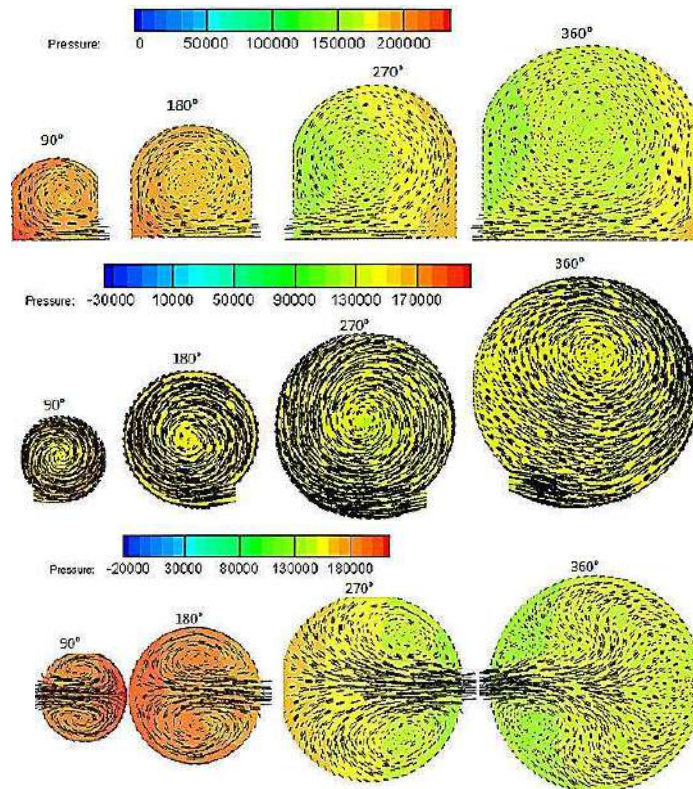


Fig. 4.57 Contours de la pression statique et vecteurs vitesse méridienne pour les sections localisées à: 90° , 180° , 270° et 360°

La distribution de vitesse à la base du vortex est affectée par la géométrie de la volute coupe transversale. Pour les volutes avec emplacement entrée tangentielle, un tourbillon unique est observé, cependant pour la volute avec emplacement de la prise symétrique un vortex de jumeaux est générés principalement dans les petites sections efficaces, tandis que dans les grandes sections efficaces, la diffusion est grande aussi bien.

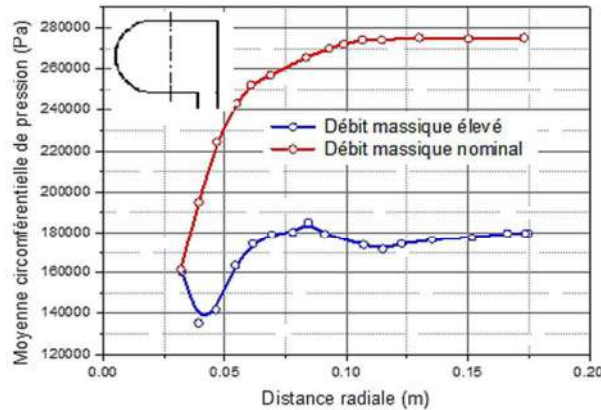


Fig. 4.58 Moyenne de pression pour la volute de section semi-circulaire d'entrée tangentielle

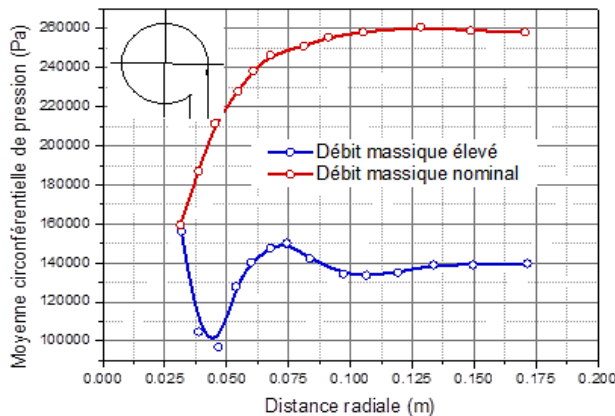


Fig. 4.59 Moyenne de pression pour la volute de section circulaire d'entrée tangentielle

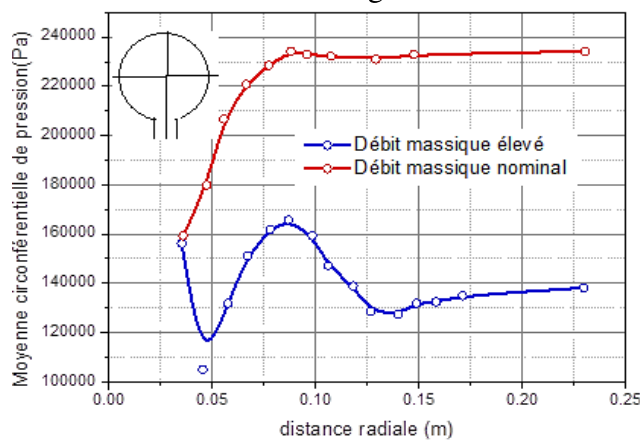


Fig. 4.60 Moyenne de pression pour la volute de section circulaire d'entrée symétrique

Observant les contours de la pression statique, atteints au haut débit, la région de haute pression est apparue sur la petite section transversale, cela est dû à la non-uniformité causée par la volute. Ce phénomène s'évanouit au débit de conception, c'est observé dans tous les cas (figures : 4.58, 4.59 et 4.60) lorsque la pression uniforme est observée à la conception de la volute. Notez que le seul vortex et tourbillons de jumeaux ont déplacé axialement plus éloigné de la paroi dans le débit le plus faible. Il peut être observé que la résistance de ces tourbillons diminuée en aval et au centre du flux de la rotation se fait loin de la paroi du moyeu. Toutefois, il ne prévoit pas exactement l'emplacement de ces tourbillons.

Conclusions Générales et Perspectives

Dans ce travail, nous avons traité le problème de la turbulence en écoulements compressibles, dans des géométries complexes en l'occurrence la turbine radiale et le compresseur centrifuge d'un turbocompresseur utilisé pour les moteurs diesel de petite et moyenne taille. Nous avons utilisé avec succès les logiciels d'expérimentations numériques de renommée internationale : GAMBIT, BLADEGEN, TURBOGRID, FLUENT et CFX. Les différentes géométries étudiées ont été conçues sous GAMBIT et BLADGEN et maillées sous GAMBIT et TURBOGRID. Plusieurs simulations numériques 3D à haute résolution ont été effectuées par les solveurs FLUENT et CFX. Une analyse exhaustive a été conduite en faisant varier plusieurs paramètres clefs du problème.

En se basant sur les résultats que nous avons obtenus, il est important de signaler :

- L'écoulement à travers le turbocompresseur peut être prédit utilisant la technique MFR (moving reference frame) avec les modèles de turbulence de type 3D RANS. Des informations usuelles peuvent aussi être achevées par l'analyse des résultats, qui peuvent guider les constructeurs aux designs optimums.
- Pour les deux modèles de turbulence $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$, on a remarqué que la vitesse augmente dans le passage du stator et du rotor de la turbine quel que soit le débit massique.
- La zone d'accélération envisagée sur l'extrados, juste après le bord d'attaque, est plus claire dans le cas du modèle SST $k-\omega$ par rapport à $k-\varepsilon$, où la couche limite présente un décollement vers le milieu du passage inter aubage de turbine.
- Pour les hauts débits de la turbine, le nombre de Mach élevé dans la roue est dicté par la prédominance de la composante axiale de la vitesse. Ceci quel que soit le modèle de turbulence.
- Pour les faibles débits de la turbine, le nombre de Mach élevé dans la roue est dicté par la prédominance de la composante tangentielle de la vitesse suite au régime de rotation. Ceci quel que soit le modèle de turbulence.
- Le spectre pariétal de l'intrados et de l'extrados des aubes de la turbine est mieux prédit par le modèle $k-\varepsilon$ en cas des hauts débits, comme il est caractérisé par l'absence des points singuliers.

- Pour les faibles débits de la turbine, le spectre pariétal de l'intrados et de l'extrados des aubes de la turbine est mieux prédit par le modèle SSTk- ω , les points singuliers sont visibles.
- Le régime stationnaire pour le compresseur est justifié par l'étude faite pour la turbine en régime instationnaire où la fréquence des pulsations du débit des gaz d'échappement se rapproche du cas stationnaire à la sortie.
- Le nombre d'aubes du diffuseur a une influence significative sur les performances du compresseur centrifuge. Le plus petit nombre d'aubes donne la plage de fonctionnement la plus large, par conséquent le rendement le plus élevé.
- Le vortex situé entre deux aubes consécutives du diffuseur est généré et sa taille diminue avec l'augmentation du nombre d'aubes du diffuseur. Il s'est trouvé que les petits tourbillons produisent plus de dissipation de leur énergie avant sortir du compresseur, l'écoulement quitte alors le compresseur, avec moins de fluctuation de vitesse et basse énergie cinétique turbulente(ECT) à la sortie.
- Quatre régions distinctes, ont été identifiées pour la moyenne circumférentielle de pression statique radiale, à partir de la sortie de la roue du compresseur aux débits massiques élevés. Ces régions sont : une chute immédiate de pression apparue à la sortie de la roue ; la deuxième est une région de récupération de pression ; la troisième est une région de mélange associée par des pertes de pression, la quatrième est une amélioration de pression dans la volute.
- Il y a une similarité entre la moyenne circumférentielle d'énergie cinétique turbulente ECT et la pression statique avec les quatre régions distinctes, sauf à la fin de l'étage où la pression augmente alors que l'ECT continue à diminuer. Le diffuseur dont le nombre d'aubes élevé correspond à une ECT faible à la sortie et à la volute.
- La modification de la forme de la section transversale de la volute affecte plus la plage de fonctionnement que le rendement maximale.
- La modification de l'emplacement de l'entrée de la volute influe sur le rendement maximale plus que sur le la plage de fonctionnement.
- Le rendement maximal plus élevé est observé dans le cas d'une entrée tangentielle de la volute.
- Une plage de fonctionnement plus large est observée dans le cas d'une section circulaire modifié de la volute.
- Distribution de pression non uniforme est observée à des débits massiques élevés

Perspectives:

Avec les moyens de calcul disponibles, les principales caractéristiques de la turbulence sont détectées par l'approche numérique adoptée dans ce travail. La localisation des fluctuations turbulentes est palpable et a une implication dans des applications de l'engineering. Mais, en raison des fortes instabilités aérodynamiques dans les écoulements internes aux compresseurs centrifuges, dues à la disparité des niveaux énergétiques des structures turbulentes, il serait intéressant de prendre en considération l'instationnarité du phénomène qui caractérise l'échange rapide entre les différentes structures tourbillonnaires de l'écoulement. Ceci n'est pas offert par les modèles de type RANS (Reynolds Average Navier-Stokes), où seul l'écoulement moyen est capté. Dans ce contexte, il est recommandé d'utiliser l'approche de filtrage de type LES (Large eddy Simulation) tout en prend en considération les moyens de calcul requis.

On pourra étendre ce travail dans le cadre d'un projet de recherche, qui offre un impact technologique sur l'industrie automobile en Algérie. Pour faire ceci, l'acquisition des installations expérimentales est nécessaire.

Bibliographie

- [1] A. Hajilouy - Benisi, M. Rad, M. R. Shahhosseini, Flow and performance characteristics of twin-entry radial turbine under full and extreme partial admission conditions, *Arch App Mech* (2009) 79:11 1127-1143
- [2] A. Parois, "Suralimentation des moteurs de véhicules par turbocompresseur" Ed. Techniques de l'ingénieur, traité de génie mécanique, Vol BM 2 631, France, 1999.
- [3] Abid, R., Morrison, J., Gatski, T., and Speziale, C., "Prediction of Aerodynamic Flows with a New Explicit Algebraic Stress Model," *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 12, Dec. 1996.
- [4] Aghaei tog, R., Toussi, A. M., Soltani, M., Design and CFD analysis of centrifugal compressor for a microgasturbine, *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* 79(2) (2007) 137–143.
- [5] Aghaei tog, R., Toussi, A. M., Tourani, A., Comparison of turbulence methods in CFD analysis of compressible flows in radial turbo machines, *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* 80(6) (2008) 657–665.
- [6] Ahti Jaatinen, Performance Improvement of Centrifugal Compressor Stage with Pinched Geometry or Vaned Diffuser, Thesis for the degree of a Doctor of Science, Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland, 2009.
- [7] Ali Pinarbasi, Turbulence measurement in the inlet plane of a centrifugal compressor vaneless diffuser, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009) 266–275.
- [8] Anish, S., Sitaram, N., Computational investigation of impeller-diffuser interaction in a centrifugal compressor with different types of diffusers, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 223(2) (2009) 167–178.
- [9] ANSYS CFX, A CFD Pre-post-processor 11.0 User's guide, CFX 5 User's guide, USA, New Hampshire, USA.2007.
- [10] B.E. Launder, G.J. Recce, and W. Rodi. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*. 68:537-566. 1975.
- [11] Bulot, N., Tre'binjac, J., Ottavy, X., Kulisa, P., Halter, G., Paolitti, B., Krikorian, P., Experimental and numerical investigation of flow field in a high-pressure centrifugal compressor impeller near surge, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 223(6), (2009), 657–666.
- [12] Chehhat, A., Si-Ameur, M., Boumeddane, B., CFD Analysis of the Volute Geometry Effect on the Turbulent Air Flow through the Turbocharger Compressor, *Energy Procedia* 36 (2013) 746–755.

- [13] Chehhat, M. Si-Ameur, B. Boumeddanec, E. Abo-Seried, S. Boulahrouz, Numerical Investigation of diffuser solidity effect on turbulent airflow and performance of the turbocharger compressor, *Applied and Computational Mechanics*, 10 (2016), 79–96.
- [14] Cumpsty, N. A., *Compressor aerodynamics*, Longman Scientific, University of Cambridge, 1999.
- [15] D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, La Canada. 1993.
- [16] Dai, Y., Engeda, A., Cave, M., Liberti, J.-L. Di, Numerical study and experimental validation of the performance of two different volutes with the same compressor impeller, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 223(2) (2009) 157–166.
- [17] Danish, S. N., Qureshi, S. R., EL-Leathy, A., Khan, S., Umer, U., Chaochen, M., Numerical Investigation & Comparison of a Tandem-Bladed Turbocharger Centrifugal Compressor Stage with Conventional Design, *Journal of Thermal Science* 23(6) (2014) 523–534.
- [18] Diego Silva de Carvalho, Jesuino Takashi Tomita, 3D turbulent flow analysis in a turbocharger radiale turbine operating at design point, 22 nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013), Novemeber 3-7, 2013, Ribeiro Preto, SP, Brazil
- [19] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *ALAA Journal*. 32(8):1598-1605. August 1994.
- [20] F. R. Menter. Improved two-equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows. Reference Publication 103975, NASA, 1992.
- [21] FLUENT Inc, *Fluent 6.3.26 User's Guide, Vol 1.4*, Lebanon, 2005, New Hampshire, USA.
- [22] Fredrik Hellstrom, Numerical computaions of the unsteady flow in radiale turbine, *Technical Reports from Royal Institute of Technology, Sweden*, 2008
- [23] G. Dufour, “contributions à la modélisation et au calcul des écoulements dans les compresseurs centrifuges : application à la conception par lois de similitude”, Thèse de doctorat, l’institut national polytechnique de Toulouse. 2006.
- [24] Gambit Inc, *A CFD Preprocessor, Gambit 2.4 User's guide, Vol.2*, Canterra, Lebanon, 2002, New Hampshire, USA.
- [25] Guo, Q., Chen, H., Zhu, X.-C., Du, Z.-H., Zhao, Y., Numerical simulations of stall inside a centrifugal compressor, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* 221(5) (2007) 683–693.

- [26] Hadi Tartousi, Simulation numérique des compresseurs et des turbines automobiles, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2011.
- [27] J. Cousteix, Turbulence et couche limite, CEPADUES EDITIONS, 1989
- [28] J. Galindo , S. Hoyas , P. Fajardo and R. Navarro, Set-up analysis and optimization of cfd simulations for radial turbines, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol. 7, No. 4, pp. 441–460 (2013)
- [29] J. Galindo, P. Fajardo, R. Navarro, LM. Garcia-Cuevas, Characterization of radiale turbocharger turbine in pulsating flow by means of CFD and its application to enging modelling, Applied Energy 103 (2013) 116-127
- [30] J. Galindo, S. Hoya, P. Fajardo and Navarro, Set up analysis and optimization of CFD simulations dorradiale turbine, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol 7, No. 4, pp. 441-460 (2013)
- [31] J. R. Serrano, Pablo Fajardo, Miguel Angel Reyes Belmonte, A physically based methodology to extrapolate performance maps of radial turbine, Energy Conversion and Management 55 (2012) 149-163
- [32] J90S-2 turbocharger. Manufactured by Weifang Xinde Make Industry and Trade Co., Ltd, Shandong, China, <http://wxmiatcl.en.china.cn>.
- [33] Jiao, K., Sun, H., Li, X., Wu, H., Krivitzky, E., Schram, T., Larosiliere, L. M., Numerical investigation of the influence of variable diffuser angle on the performance of a centrifugal compressor, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 223(8) (2009) 1061–1070.
- [34] K.Jiao, "Numerical simulation of air flow through turbocharger compressors with dual volute design", Applied Energy 86, (2009)
- [35] Karanth, K. V., Sharma, N. Y., Numerical analysis on the effect of varying number of diffuser vanes on impeller — diffuser flow interaction in a centrifugal fan, World Journal of Modelling and Simulation 5 (2009) 63–71.
- [36] Le Sausse, P., Fabrie, P., Arnou, D., Clunet, F., CFD comparison with centrifugal compressor measurements on a wide operating range, EPJ Web of Conferences 45 (2013) 01059-P.1-8.
- [37] Leilei, W., Dazhong, L., Yixiong, L., Ce, Y., Non-axisymmetric flow characteristics in centrifugal compressor, Journal of Thermal Science 24(4) (2015) 313–322.
- [38] M. N. Labib, Woo Ju-sik, Choi Du-youl, T. Utomo, B. Fajar, Chung Han-shik, Jeong Hyo-min, Numerical assessment on improving multistage centrifugal impeller

- performance by changing inlet skew angle at impeller inlet, *J. Cent. South Univ.* (2012) 19: 953–961
- [39] Mahdi Nili-Ahmadabadi, Ali Hajilouy-Benisi, Mohammad Durali, Farhad Ghadak, Investigation of a Centrifugal Compressor and Study of the Area Ratio and TIP Clearance Effects on Performance, *Journal of Thermal Science* Vol.17, No.4 (2008) 314–323
- [40] Mingyang Yang, Ricardo Martinez Botas, SritharRajoo, Takao Yokoyama, Seiichi Ibaraki, An investigation of volute cross-sectional shape on turbocharger turbine under pulsating flow conditions in internal combustion engine, *Energy Conversion and Management* 105 (2015) 167-177
- [41] Mohammad Mojaddam, Ali Hajilouy-Benisi*, S. Abolfazl Moussavi-Torshizi, Mohammad Reza Movahhedy and Mohammad Durali, Experimental and numerical investigations of radial flow compressor component losses, *Journal of Mechanical Science and Technology* 28 (6) (2014) 2189~2196
- [42] Mohtar, H., Chesse, P., Chalet, D., Hetet, J. F., Yammine, A., Effect of diffuser and volute on turbocharger centrifugal compressor stability and performance: Experimental study, *Oil & Gas Science and Technology — Rev. IFP Energies Nouvelles* 66(5) (2011) 779–790.
- [43] MouhamedKhader, Optimised radial turbine design D1.8, School of Mathematics, Computer Science and Engineering, City University London, 2014
- [44] Nakagawa, K., Hayami, H., Keimi, Y., Comparison of two diffusers in a transonic centrifugal compressor, *International Journal of Rotating Machinery* 9 (2003) 279–284.
- [45] Nili-Ahmadabadi, M., Hajilouy-Benisi, A., Durali, M., Ghadak, F., Investigation of a centrifugal compressor and study of the area ratio and tip clearance effects on performance, *Journal of Thermal Science* 17(4) (2008) 314–323.
- [46] Ozturk Tatar, Adnan Ozturk and Ali Pinarbasi, Flow analysis in centrifugal compressor vaneless diffusers, *Journal of Scientific & Industrial Research* ,Vol. 67, 2008, pp. 348-354
- [47] P. G. Speziale, R. Abid, and E. C. Anderson. A critical evaluation of two-equation models for near wall turbulence. Technicalreport, ICASE, June 1990.
- [48] P. R. Spalart and S. R. Allmaras, A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, Paper 92-0439, AIAA, January 1992.

- [49] Rodi, W., "Turbulence Models and Their Application in Hydraulics – A State of the Art Review," International Association for Hydraulic Research, 2nd Ed., Feb. 1984.
- [50] Salim .M. Salim, and and S.C. Cheah, Wall Y+ strategy fr dealing with wall –bounded Turbulent flow, Proceedings of the international MultiConference of Engineers and computer scientists 2009 Vol II
- [51] Syed Noman Danish, Shafiq Rehman Qureshi, Abdelrahman EL-Leathy, Salah Ud-Din Khan, Usama Umer, Ma Chaochen, Numerical Investigation & Comparison of a Tandem-Bladed Turbocharger Centrifugal Compressor Stage with Conventional Design, Journal of Thermal Science Vol.23, No.6 (2014) 523-534
- [52] Thibault De Jaeger, Development of a CFD simulation methodology for adjusting the axial turbine in a turbocharger, Master of Science thesis in Electromechanical Engineering, University of Gent, 2014
- [53] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. International Journal of Heat and Mass Transfer. 15: 301-314. 1972.
- [54] WANG Leilei, LAO Dazhong, LIU Yixiong, YANG Ce, Non-axisymmetric Flow Characteristics in Centrifugal Compressor, Journal of Thermal Science Vol.24, No.4 (2015) 313–32
- [55] WANG Leilei, YANG Ce, ZHAO Ben, LAO Dazhong, MA Chaochen, LI Du, The Change of the Inlet Geometry of a Centrifugal Compressor Stage and its Influence on the Compressor Performance, Journal of Thermal Science Vol.22, No.3 (2013) 197–208
- [56] Wang Yunfei, Chen Huanlong, Chen Fu, Design and Numerical Simulation on Coupled Flow Field of Radial Turbine with Air-Inlet Volute, Trans. Tianjin Univ. 2015, 21: 153-160.
- [57] XinQian Zheng, YangJunZhang and MingYang Yang, Research and development on transonic compressor of high pressure ratio turbocharger for vehicle internal combustion engines, Science China Technological Sciences ,2010, Volume 53, Issue 7, pp 1817–1823
- [58] Xu, C., Muller, M., Development and design of a centrifugal compressor volute, International Journal of rotating machinery 3 (2005) 190–196. Yahia, S., Turbines, compressors and fans, 2nd edition, Tata Mc Graw Hill, 2005.
- [59] Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B. & Speziale, C.G. (1992), Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520.

- [60] Zhang, Y., Wang, C., Xinqian, Z., Zhuge, W., Wu, Y., Xu, J., Adaptive flow optimization of a turbocharger compressor to improve engine low speed performance, *Journal of Mechanical Science and Technology* 27(6) (2013) 1581–1587.
- [61] Zheng XinQian, Lin Yun, Gan BinLin, Zhuge WeiLin & Zhang YangJun, Effects of Reynolds number on the performance of a high pressure-ratio turbocharger compressor, *Science China Technological Sciences*, 2013 Vol.56 No.6: 1361–1366.
- [62] Shun Kang and Charles Hirsch, Numerical Simulation and Theoretical Analysis of the 3D Viscous Flow in Centrifugal Impellers, *Task Quarterly*, 5 No 4, (2001), 433-458
- [63] Yahia, S., *Turbines, compressors and fans*, 2nd edition, Tata Mc Graw Hill, 2005.