

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

Faculté des Sciences Appliquées
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences & Technologie

Filière : Génie Mécanique

Parcours : Master

Option : Énergétique

THÈME

**Modélisation numérique d'un écoulement incompressibles
enter disque tournant**

Préparé par:

Mr AOUICHAT Oussama
Mr LARBI Aziz

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Lieu d'exercice	Qualité
MEKROUSSI Said	MCB	UIK Tiaret	Président
CHAIB Khaled	MCB	UIK Tiaret	Examineur
MAZARI Djamel	MAA	UIK Tiaret	Encadreur

PROMOTION 2017 /2018

Remerciements

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été mené au département de génie mécanique faculté des sciences et de la technologie de l'Université Ibn khaldoun. Tiaret

à grâce mon Dieu qui m'a guidé dans ce cours d'études Mes premiers remerciements tout particulièrement vont à Messieurs le « CL : HADHOUD YAHYA » mon patron pour tout son soutien et son aide, Qui était généreux avec moi malgré la difficulté des conditions de travail, qui m'a soutenu et m'a donné la force nécessaire pour terminer mes études. Merci de tout mon cœur.

Nous le remercier monsieur l'encadreur «MAZARI DJAMEL » pour les conseils et leur encouragement.

Nous remercier aussi tous mes enseignants de la formation de master.

Je tiens également à présenter ma plus vive sympathie aux collègues de la promo.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

Amon très Cher Père : Mohamed Lakhdar.

Ama très Chère Mère : Laouiza.

A tous mes Frères : Mohamed Abdellatif

Zoubir.

A tous mes sœurs : Fatima, Samia,

Nadjat, Safia.

A mes chers et fidèles amis : Ahmed Khalil,

Fakhereddine, Lahcen, Dr. Halassa Daoud.

Amon cher binôme Aziz.

A toute la promotion Génie énergétique.

Oussama

Dédicace

Aziz : Je dédie ce travail à tous ceux qui m'ont soutenu de près et de loin.

A ma mère, et mon père.

A mon patron messier CL : HADHOU NANA.

A mes frères et leurs enfants et ma sœur

A Ma chère femme et ma petite fille « ilienne razane »

A ma famille.

A mes proches

A tous mes amis

Résumé:

Le travail réalisé ici a pour objectif l'étude numérique de l'écoulement turbulent entre deux disques de type rotor-stator. Le modèle numérique, basé sur une approche par volumes finis, est validé en comparant les présents résultats obtenus précédemment sur la même configuration. Une étude paramétrique est ensuite mise en œuvre pour quantifier l'influence de la vitesse de rotation sur la structure de l'écoulement.

Abstract: *STUDY OF THE FLOW BETWEEN TWO DISCS ROTOR-STATOR TYPE*

The purpose of this work is to study numerically the turbulent flow between two discs. The numerical model, based on a finite volume approach, is validated by comparing these results to measurements previously obtained on the same configuration. A parametric study is then implemented to quantify the influence of inter-disk spacing and rotation velocity on the flow structure.

Mots clefs: Disque tournant, Ecoulement incompressible, volum fine, rotor-stator.

ملخص:

دراسة جريان سائل غير قابل للانضغاط ما بين قرصين أحدهما ثابت والآخر يدور بسرعة معينة هذا النوع من التدفقات يشكل جزءا رئيسيا من ميكانيك الموائع، وله تطبيقات كثيرة في مختلف المجالات مثل: الطيران، الدفع من مختلف المعدات، هيدروليكية التدفقات الحرة.... الخ. وفي هذه الدراسة تطرقنا غالى معرفة المعادلات العامة التي تتحكم في تدفق هذا النوع من السوائل ثم قمنا بمحاكاة هذا التدفق وفقا لمحاكاة وتجارب سابقة. يعتمد هذا الحل العددي على الأحجام المنتهية.

Sommaire

Sommaire

Remerciement.....	I
Dédicace.....	II
Résumé.....	III
Abstracts.....	III
ملخص.....	III
Sommaire.....	IV
Liste des figures.....	VI
Nomenclature.....	VIII
Introduction générale.....	1

Chapitre I : Étude bibliographique

I.1.Etude bibliographique.....	2
Conclusion.....	13

Chapitre II: Modalisation mathématique et turbulence

II.1. Introduction.....	14
II.2 Les type des écoulements tournant.....	14
II.2.1. Ecoulements tournants de Von Karman.....	14
II.2.2 Ecoulement dû à un disque en rotation.....	14
II.2.3 Ecoulement dû à deux disques en rotation.....	15
II.2. 4.Ecoulement de type rotor stator.....	16
II.3.Position du problème.....	16
II.3.1.Configuration géométrique.....	16
II.3.2.Domaine de calcul et conditions aux limites.....	17
II.3.3. Hypothèses simplificatrice.....	18
II.3.4.Les équations gouvernant l'écoulement incompressible.....	18
II.4. modèles de turbulence.....	19
II.5. Les principales modélisations de la turbulence.....	20
II.5.1. La simulation des équations de Navier Stokes moyennées (RANS).....	21
II.5.2. Classification des modèles de turbulence.....	21
II.5.3. Les modèles du premier ordre (modèles à viscosité turbulente).....	21
II.6.conclusion.....	23

Chapitre III: Présentation de code de calcul « FLUENT »

III.1 Introduction.....	24
III.2.Méthode des volumes finis.....	24
III.3.Présentation du code de calcul.....	25
III.3.1. Différentes étapes à suivre pour la modélisation numérique par fluent.....	26
III.3.2.Pré - processeur "GAMBIT".....	27
III.4. Maillage.....	28

III.5.L’outil Fluent.....	28
III.6. Solveur "FLUENT".....	31
III.7.Affichage de la grille.....	32
III.8. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse.....	33
III.8.1 Algorithme SIMPLE.....	34
III.9. Résolution numérique.....	36
III.9.1 Paramètre de contrôle de la convergence.....	36
III.9.1.1 Critère de convergence.....	36
III.9.1.2 Sous-relaxation.....	37
III.9.2. Post-processeur "FLUENT".....	38
III.10. Conclusion.....	38

Chapitre IV: Résultats et discussion

IV .1.Introduction.....	39
IV .2.Domain d’étude.....	39
IV .3.Maillage.....	39
IV .4.Validation.....	40
IV .5.1 les conteurs de (pression, lignes de courants, turbulence) au niveau de rotor stator.....	41
IV .5.1.1.conteurs de pression.....	41
IV .5.1.2. Conteurs des lignes de courants.....	42
IV .5.1.3. Conteurs contour d’énergie cinétique de turbulence.....	43
IV .5.2. Les profile des vitesses.....	44
IV .6. Conclusion.....	48
Conclusion générale	49
Bibliographie.....	50

Liste des figures

Listes des figures

Figure I-1	Dispositif expérimental utilisé dans la référence [2]	3
Figure I-2	Dispositif expérimental. $R = 140$ mm et h est ajustable entre 3 et 16 mm. [3]	3
Figure I-3	Schéma de la cavité rotor-stator [4]	4
Figure I-4	Géomètre de rotation de disque [10]	5
Figure I-5	Diagramme de stabilité obtenu expérimentalement par Escudier [11]	6
Figure I-6	Dessin schématique d'expérience [14]	7
Figure I-7	Dispositif expérimental [18]	9
Figure I-8	schéma de problème [19]	9
Figure I-9	Les instabilités de l'écoulement dans une cavité correspondent à deux disques lisses [20]	10
Figure I-10	Configuration d'écoulement [23]	11
Figure I-11	Schéma de la configuration étudiée [26]	13
Figure II.1	Schéma de la configuration étudiée [26]	16
Figure II.2	Géométrie du problème [1]	17
Figure II.3	Enregistrement de la vitesse en régime turbulent. [33]	19
Figure III.1	"FLUENT" Volume de contrôle pour la résolution en volumes	24
Figure III.2	"FLUENT" Structure de base du code "FLUENT"	26
Figure III.3	Vue globale de Gambit	27
Figure III.4	Menu principale de Gambit	27
Figure III.5	Types de maillage utilisé par "FLUENT"	28
Figure.III.6	Ouvrir la version de Fluent	29
Figure.III.7	Importation de la géométrie.	30
Figure.III.8	Vérification du maillage sou Fluent	30
Figure.III.9	Vérification des unités de la première simulation	31
Figure.III.10	Choix du solveur sous Fluent	32
Figure.III.11	les modèles de turbulence	32
Figure.III.12	Affichage de la grille et vérification des conditions	33
Figure.III.13	Schéma de contrôle de la solution	34
Figure.III.14	Schéma représentatif de l'algorithme SIMPLE	35
Figure.III.15	Critère de convergence	36
Figure.III.16	nombre des itérations	37
Figure.III.17	Allures de l'évolution des résidus de calcul	37

Figure IV-1	Distribution axiale de u_r en $r^*=1$ et $G = 0.06$ et $Re = 6.7 * 10^5$.	39
Figure IV-2	Distribution axiale de u_θ en $r^*=0.86$ et $G = 0.06$ et $Re = 6.7 * 10^5$.	40
Figure IV-3	Géométrie du problème [26]	40
Figure IV-4	maillage utilise (non uniforme)	41
Figure IV-5	contour de pression au niveau de rotor stator	42
Figure IV-6	contour des lignes de courants au niveau de rotor stator	43
Figure IV-7	contour d'énergie cinétique de turbulence au niveau de rotor stator	44
Figure IV-8	Distribution axiale de la vitesse moyenne tangentielle	45
Figure IV-9	Distribution axial de la vitesse moyenne	46
Figure IV-10	D Distribution axial de la vitesse radiale	47
Figure IV-11	Distribution axial de la vitesse tangentielle	48

Nomenclature

Nomenclature :

Symbole	Définition	Unité
H	Hauteur	[m]
R_s	Rayon de stator	[m]
R_r	Rayon de rotor	[m]
Ros	Rayon de l'ouverture de rotor	[m]
L	La longueur	[m]
R	position radiale	[m]
S	espacement inter-disques	[m]
Z	position axiale	[m]
T	tempe	[s]
P	pression	[pas]
U	Composante de la vitesse suivant la direction x	[m/s]
V	Composante de la vitesse suivant la direction y	[m/s]
W	Composante de la vitesse suivant la direction z	[m/s]
ρ	La masse volumique du fluide	[kg/m ³]
μ	La viscosité dynamique	[kg/m s]
u', v'	Fluctuation des variables dépendantes	
ν	La viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	la viscosité turbulente	
u_θ	vitesse tangentielle	[m/s]
u_r	vitesse radiale	[m/s]
V	vitesse	[m/s]
f_x	Force exercée suivant x	[N]
f_y	Force exercée suivant y	[N]
f_z	Force exercée suivant z	[N]
Symbole grec	Définition	Unité
ω	vitesse de rotation	[tr/mn]
N	Viscosité cinématique	[.m ² /s]
μ	Viscosité dynamique	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
P	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
∂	Dérivée partielle	/
α	Diffusivité thermique	[m ² /s]
Nombre sans dimension	Définition	/
Re	nombre de Reynolds	/
G	espacement inter-disques adimensionné	/
Indice	Définition	Unité
E, O, N, S	Nœud considéré du coté Est, Ouest, Nord, Sud,	/

Introduction générale

Introduction générale

Les écoulements au-dessus d'un disque unique ou entre deux disques ont fait l'objet d'un intérêt constant de la part de la communauté scientifique depuis les travaux de Von Karman en 1921, qui étudia l'écoulement laminaire au-dessus d'un disque tournant de rayon infini dans un fluide initialement au repos. Il simplifia les équations du mouvement en un système d'équations différentielles non linéaires en supposant l'écoulement axisymétrique et montra que l'écoulement est confiné dans la fine couche limite qui s'est développée sur le disque. Bodewadt étendit l'analyse de ce dernier au cas où le fluide est en rotation solide au-dessus d'un disque fixe. Batchelor résolut le système d'équations différentielles relatives à l'écoulement axisymétrique et stationnaire entre deux disques de rayon infini. Il spécifia la formation d'un noyau non visqueux en rotation solide confiné entre les deux couches limites se développant sur chacun des disques. Entre 1953 et 1983, cette structuration de l'écoulement en trois zones distinctes fut l'objet d'une intense controverse : Stewartson prédit, en effet, en 1953, dans le cas d'un écoulement rotor-stator, que la vitesse tangentielle du fluide est proche de zéro partout en dehors de la couche limite du rotor. Le problème de l'existence ou non de ce noyau en rotation solide justifia de nombreux travaux jusqu'à ce que Kreiss et Parter prouvèrent, en 1983, l'existence d'une classe de solutions multiples, ce qui avait déjà été découvert numériquement par Mellor et al en 1968.

Le Chapitre I : dans ce chapitre on résumant les différentes études et résultats obtenus par les travailleurs dans le domaine des disques tournants.

Le Chapitre II : consiste en une présentation des types des écoulements tournant, est la géométrie de notre problème étudié considérant l'équation et les paramètres gouverne l'écoulement. Entre un disque fixe et un disque en rotation.

Le Chapitre III : dans ce chapitre on va présenter le code de calculé fluent, qui l'utilise les méthodes des volumes finie pour simuler notre problème.

Le Chapitre IV : On trouve dans ce chapitre le résultat lié à l'étude d'un écoulement entre un disque fixe et un disque en rotation. Justifié avec une validation comparant les présents résultats à des mesures obtenues précédemment sur la même configuration.

Chapitre I

Etude bibliographique

I.1. Introduction

La rotation de la Terre fournit sans doute les observations les plus surprenantes des écoulements en rotation. À la fin du XIX^{ème} siècle, à l'heure des premières expéditions polaires, l'océanographe norvégien Nansen observa que la dérive des icebergs ne suivait pas, comme on aurait pu s'y attendre, la direction du vent, mais était systématiquement déviée vers la droite. L'explication de ce phénomène fut apportée dans l'année 1905 par le physicien suédois **Wilfrid Ekman**. [1] qui y vit l'influence de la force de Coriolis. En effet, pour un observateur lié à la Terre en rotation, un mouvement rectiligne apparaîtra comme une trajectoire courbée, déviée vers la droite dans l'hémisphère Nord. Ainsi le vent, en entraînant les masses d'eau sur une certaine profondeur, d'une centaine de mètres environ, leur imprime une déviation vers la droite : c'est là l'origine des grandes circulations océaniques.

I.2. Les différents travaux sur les disques tournant

Afin d'étudier les instabilités de l'écoulement entre deux disques tournants, **Moisy** [2] et al. ont mis au point au laboratoire le dispositif expérimental représenté en (Fig. I-1). Il est constitué de deux disques en vis-à-vis, chacun de rayon $R=14$ cm et distants d'une épaisseur h pouvant varier entre quelques mm et 3 cm environ. Le disque supérieur constitue le couvercle d'un récipient cylindrique tourné indépendamment du disque inférieur. Ce disque supérieur est en verre, ce qu'ils permettent de visualiser l'écoulement par le dessus. La visualisation est rendue possible en ensemençant l'eau de petites paillettes microscopiques. En suivant l'écoulement, les paillettes s'orientent selon la structure du champ de vitesse, et donnent lieu à des variations de l'intensité de la lumière réfléchie. Ainsi, sur les visualisations présentées

Dans les figures obtenues, les zones claires correspondent à des paillettes majoritairement horizontales, tandis que les zones sombres à des paillettes plutôt verticales. Leur dispositif expérimental a permis, outre une étude détaillée des instabilités de couche limite (qui avaient déjà pu être observées expérimentalement et numériquement), de mettre en évidence un nouveau type d'instabilité, les spirales négatives, présentent uniquement en configuration contre-rotation. Motivés par ces récentes observations expérimentales, des travaux numériques sont venus récemment confirmer leur existence.

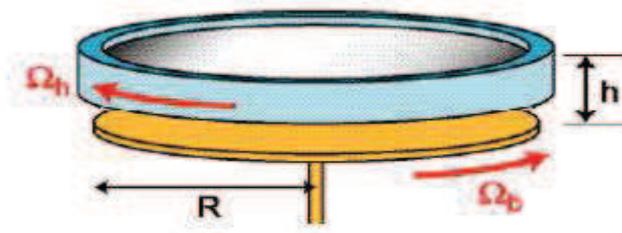


Figure I-1 : Dispositif expérimental utilisé dans la référence [2]

Gauthier et al [3].ont étudié expérimentalement l'écoulement entre deux disques parallèles proches enfermés par un cylindre et tournant indépendamment l'un de l'autre (Fig. I-2). Cet écoulement est très instable et fait apparaître une grande richesse de structures. Ils ont présenté un diagramme dans le plan (Re_h, Re_b) des différentes structures rencontrées. Ils ont observé que si l'écoulement en Co-rotation est similaire à l'écoulement rotor-stator et l'écoulement en Contre-rotation présente de nouvelles structures.

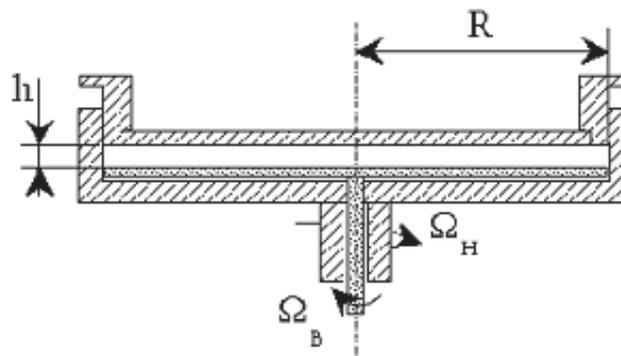


Figure I-2 : Dispositif expérimental. $R = 140$ mm et h est ajustable entre 3 et 16 mm [3]

Marie-Pierre Chauve [4] Les écoulements de disque(s) tournant(s) trouvent des applications dans des domaines très variés comme l'astrophysique, la géophysique et surtout les turbomachines. Une majeure partie de cette étude concerne d'ailleurs les écoulements turbulents de type rotor-stator (Figure I-3) soumis à un flux axial, écoulements que l'on retrouve dans la turbopompe à hydrogène liquide du moteur Vulcain d'Ariane V. D'un point de vue fondamental, ils offrent une géométrie simple ou la rotation influence la structure de la turbulence. Cet article présente une revue sur les écoulements confinés entre un disque tournant et un disque fixe avec ou sans flux impose pour une gamme de rapport d'aspect couvrant les écoulements de type Batchelor a couches limites séparées et les écoulements de type Couette de torsion a couches limites jointes. Ces écoulements ont été abordés

sous différents aspects : stabilité, transition vers la turbulence et écoulements pleinement turbulents, que ce soit expérimentalement ou par simulation numérique. Des résultats concernant des écoulements turbulents avec transferts de chaleur, plus proches des écoulements industriels, sont également présentes.

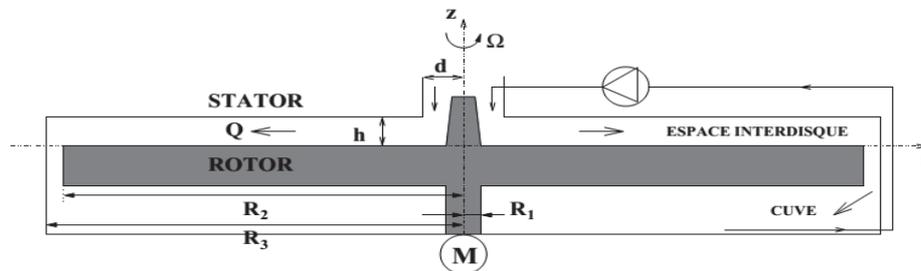


Figure I-3– Schéma de la cavité rotor-stator [4]

En revanche, lorsque le disque et/ou le fluide ne s'étendent pas à l'infini, d'autres échelles de longueur peuvent intervenir, comme le rayon de cylindre par exemple, ou encore la hauteur de fluide. Si l'on suppose la situation la plus simple où le volume fini du fluide est confiné entre deux disques tournants (le disque supérieur pouvant jouer le rôle de la surface libre du fluide), on peut supposer en toute généralité l'existence de deux couches limites, centrifuge au voisinage du disque le plus rapide et centripète près du plus lent ! De ce problème apparemment simple, aucune solution analytique n'est pourtant connue, tant les équations du mouvement sans hypothèse de similitude, même en régime stationnaire, s'avèrent compliquées.

Au début des solutions analytiques ont été proposé par quelque théoricien comme **Von Karman [5]**- Th.V.Karman. “Uber laminaire und turbulente **Reibung, Zeitschr**”[6]. par application de la transformation de similitude, les équations partielles sont décomposées en système d'équations ordinaires pour quatre inconnus. Ce problème a d'ailleurs donné lieu à une célèbre controverse de l'histoire de la mécanique des fluides : **George Batchelor [7]**. a été partisan d'une solution à deux couches limites séparant une zone centrale en rotation solide, tandis que Keith Stewartson, défendait une solution à couche limite unique. Ce n'est que plus tard que fut montré que toute une classe de solutions, incluant celles de Batchelor et Stewartson, pouvait coexister dans cet écoulement. Les solutions analytiques dérivées par ces deux auteurs montrent le comportement qualitativement différent à la limite pour des nombres de Reynolds élevées pour **Wijngaarden [8]**- L.v.Wijngaarden. “On multiple solutions and other phenomena in rotatings and other phenomena in rotating fluids”, Fluid Dynam.Trans. Vol. 12.1985 .Le résultat apparaissons contradictoire déduit de la solution de

similitude de **Von Karman** a mené **Zandbergen & Dijkstra [9]** à faire d'autres études en changeant les paramètres de contrôle.

S. Harmand et al [10] étudie le Flux de fluide et transfert de chaleur par convection dans des configurations rotor-stator (Figure I-4), qui sont de une grande importance dans différentes applications d'ingénierie, sont traitées en détails dans cette revue. La revue se concentre sur le transfert de chaleur par convection dans un flux d'air principalement les géométries rotor-stator avec et sans jets incidents et comprenant deux parties principales, nommément méthodologies expérimentales / théoriques et géométries / résultats. Expérimental méthodologies comprennent des techniques de sublimation du naphthalène, à l'état d'équilibre (couche mince) et mesures thermiques transitoires (cristaux liquides thermo chromiques), thermocouples et caméras infrarouges, anémométrie à fil chaud, laser Doppler et vélocimétrie par image de particules, laser avion et générateur de fumée. Les approches théoriques intègrent le calcul numérique CFD moderne outils (DNS, LES, RANS, etc.). Les géométries et les résultats sont mentionnés à partir de simple à complexe élucide cas d'un disque tournant librement, un seul disque dans le flux transversal, des jets uniques frappant un disque stationnaire et rotatif, des systèmes rotor-stator sans et avec des jets uniques, ainsi que des jets multiples. Les conclusions de l'examen décrivent les perspectives de l'extension ultérieure des investigations de différents types de systèmes rotor-stator et leurs applications en pratique d'ingénierie.

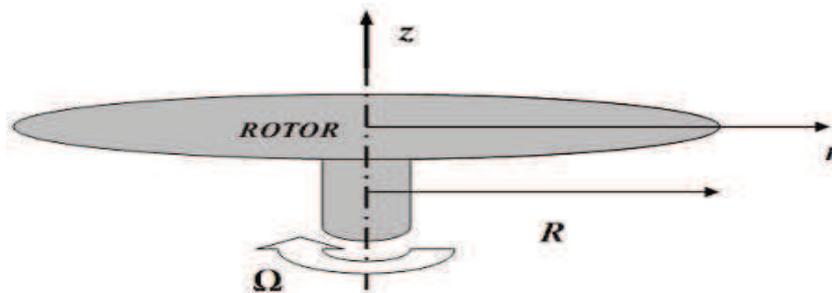


Figure I-4: Géométrie de rotation de disque [10]

Eric Séverac et al [11] propose une étude numérique et expérimentale de l'écoulement turbulent dans une cavité rotor-stator fermée. Les résultats d'une Simulation des Grandes Echelles (LES) sont comparés à des mesures de vitesse par anémométrie laser Doppler à deux composantes. Le code LES est basé sur une méthode de Viscosité Spectrale Evanescente (notée SVV) développée par Séverac et al. (2006) qui permet de conserver la convergence spectrale d'une simulation numérique directe (DNS). On considère une cavité de grand rapport d'aspect $G = (b-a)/h = 5$ et de rayon de courbure $R_m = (b+a)/(b-a) = 1.8$, où a et b sont les rayons intérieur et extérieur du rotor et h l'espace inter disque. Les approches numérique et expérimentale sont en bon accord pour la gamme de nombre de Reynolds 105

$\leq Re = \Omega b^2 / \nu \leq 106$ considérée. Le critère Q défini par Hunt et al. (1988) a permis de mettre en évidence numériquement les structures turbulentes présentes dans les couches limites attachées aux disques. (Fig. I-5).

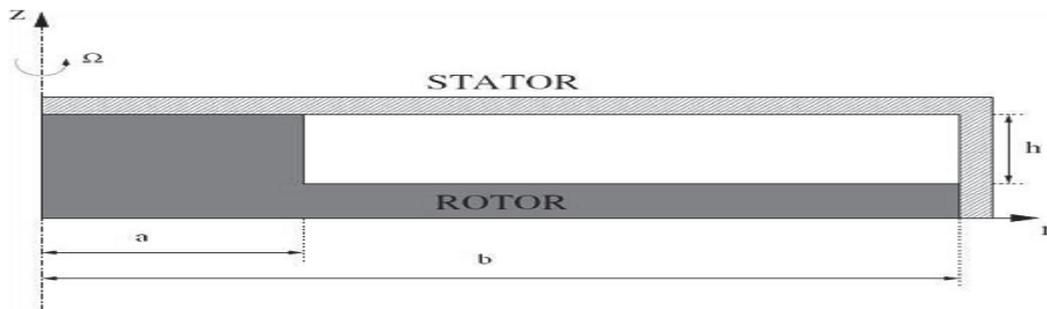


Figure I-5: Diagramme de stabilité obtenu expérimentalement par Escudier [11]

L'influence de la rotation des deux disques d'extrémités qui tournent et le début des instabilités oscillatoires est une étude numérique présentée par **Gelfgat et al [12]**. Ils ont détaillé des états stables et le début des instabilités oscillatoires, de l'écoulement tournant axisymétrique du fluide Newtonien incompressible confiné dans un cylindre droit, avec deux disques au sommet et au fond qui tournent indépendamment l'un par rapport à l'autre. La première partie de leur travail a été consacré à l'influence de la Co- et la contre-rotation du disque du fond sur le vortex breakdown qui a lieu dans le problème d'origine de l'écoulement dans un cylindre avec un sommet tournant, où ils ont caractérisé la rotation du disque de fond par le rapport des vitesses angulaires ($\zeta = \Omega_{\text{bottom}} / \Omega_{\text{top}}$) où rapport de rotation, et ont fait varier ce paramètre le long de l'intervalle ($-1 \leq \zeta \leq 1$) avec trois différentes valeurs du rapport d'aspect $\gamma = 1.5 ; 2.0 ; 2.5$. Ils ont trouvé que la faible contre-rotation du fond peut supprimer le vortex breakdown, et la plus forte contre-rotation peut induit un vortex breakdown stable à des nombres de Reynolds relativement grands pour lesquels un vortex breakdown ne peut pas apparaître dans le cas du fond stationnaire. Les faibles Co-rotation peuvent encourager le vortex breakdown à des Reynolds inférieurs que dans le cylindre avec le fond stationnaire. La Co-rotation plus forte mène au détachement de la zone de la recirculation de l'axe et la fonction d'un anneau du vortex supplémentaire. La détection du début d'instabilité c'était leur deuxième partie de cette étude, avec un rapport d'aspect du cylindre $\gamma = 1.5$. Ils ont utilisé la méthode spectrale de Galerkin pour les calculs des états stationnaires et l'analyse des Stabilités linéaires, et la méthode des volumes finies basée sur l'algorithme SIMPLER pour les calculs des états oscillatoires. Les nombres de Reynolds critiques et les fréquences critiques d'oscillations ont été calculées comme une fonction du rapport de rotation (ζ). L'analyse de stabilité a montré qu'il ya plusieurs modes linéaires les plus instables de la

perturbation qui deviennent successivement dominant avec un changement continu de ζ . Il a été aussi montré que l'instabilité oscillatoire peut mener à une apparence et coexistence de plus qu'une bulle séparatrice du vortex.

Pour un aspect du cylindre $\gamma=2.5$, **Lopez et Perry [13]** ont présenté une étude numérique de l'écoulement périodique utilisant la théorie des systèmes dynamiques non-linéaires afin de décrire les changements cinématique de l'écoulement et l'installation de l'advection chaotique causée par les oscillations.

Dans un autre article, **Authors et al [14]** Le réacteur rotor-stator (RSR) est un nouveau dispositif d'intensification multiphasique processus et peut considérablement stimuler le transfert de masse et l'efficacité du mélange. Cependant, en raison de la structure unique, les caractéristiques d'écoulement dans le RSR est inconnue et difficile à acquérir par des expériences. Par conséquent, ce travail a employé la dynamique des fluides computationnelle (CFD) pour révéler les comportements d'écoulement de liquide dans un RSR pour la première fois. Le modèle multiphasique volumique (VOF), modèle coulissant (SM) et modèle k - standard ont été utilisés pour simuler le champ d'écoulement de liquide dans un calcul computationnel bidimensionnel typique cadre de la RSR. Il a été constaté que la taille des gouttelettes et la vitesse dans la cavité La zone du RSR était en accord avec les données publiées des expériences visuelles.

Les résultats montrent que le liquide a été rapidement divisé et synchronisé avec le mouvement des couches de rotor lorsqu'elles sont injectées dans le RSR. Deux schémas de formation de gouttelettes ont été observé dans le RSR : "ligament à la désintégration des gouttelettes " et "gouttelettes" désintégration". La distribution de la taille des gouttelettes pourrait être bien décrite par Modèle Rosin-Rammler. Le diamètre des gouttelettes a diminué mais la vitesse des gouttelettes augmenté avec l'augmentation de la vitesse de rotation, tandis que le diamètre des gouttelettes a augmenté et la vitesse des gouttelettes a peu changé avec l'augmentation de la vitesse d'entrée du liquide. Avec la augmentation du nombre de couches rotor / stator, diminution de la taille des gouttelettes et de la vitesse augmenté. L'accord de l'expérience et les résultats de la simulation indiquent que La technique CFD est un outil efficace pour analyser les caractéristiques hydrodynamiques RSR. (FigureI-6).

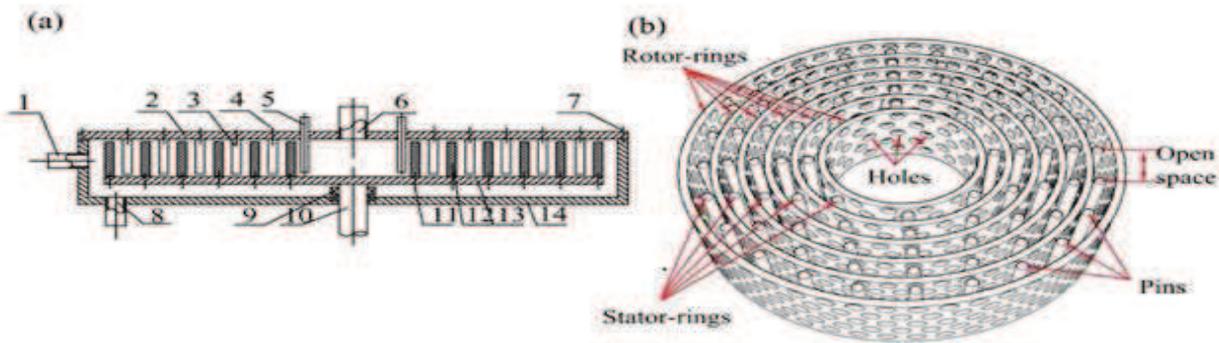


Figure I-6: Dessin schématique d'expérience [14]

Pour mettre en évidence des états oscillatoires qui existent dans le fluide d'un écoulement confiné dans un cylindre de rapport d'aspect $\gamma=2.5$ un travail expérimental et numérique mené par **Stevens et al.**[15] ont identifié trois états oscillants, deux d'entre eux sont périodiques et le troisième est quasi-périodique avec une fréquence de modulation beaucoup plus petit que la fréquence de base. La gamme des nombres de Reynolds pour lesquels l'écoulement est quasi-périodique existe entre les deux états périodiques. L'analyse harmonique des signaux temporels expérimentaux et numériques par la densité de spectre d'énergie (Power Spectrum Density) fournissait les descriptions quantitatives des états déjà mentionnés et leurs périodes adimensionnelles d'oscillations $\tau = \Omega T_{cyc}$ (T_{cyc} est le temps en secondes nécessaire pour un cycle complet) en terme de la vitesse angulaire de rotation Ω .

Dans le cadre de contrôler la physique de l'écoulement, Thompson et **Hourigan**[16] ont dirigé une étude numérique pour expliquer les observations expérimentales récentes employant des techniques visualisations par traceur, puis ont proposé que même pour les écoulements de faibles nombres de Reynolds, la bulle stable du vortex breakdown dans le Cylindre tournant ait une asymétrie, ainsi l'effet des imperfections dans la géométrie du conteneur est examiné numériquement, et particulièrement la détermination quantitative de l'effet d'un mauvais alignement très léger entre l'axe de rotation du disque tournant et l'axe du cylindre. Ils ont montré que des mauvais alignements même légers (non mesurables expérimentalement) peuvent produire les détails principalement visibles des bulles de vortex breakdown asymétriques, qui ont été observés dans plusieurs expériences.

Pivaa et Meiburg [17]. ont simulé le mouvement stable d'un fluide visqueux dans un conteneur cylindrique avec un disque de fond partiellement tournant et une surface libre au moyen de la résolution des équations de Navier-stokes axisymétriques, l'écoulement méridien est dominé par un vortex au-dessus du disque en rotation et un autre contre-tournant au-dessus de la partie stationnaire du fond.

Ces simulations étaient conduites pour divers rapports d'aspect (H/Rd) et des nombres de Reynolds, pour évaluer les changements résultants des configurations du vortex breakdown, et puisque le rapport du rayon du cylindre au disque ($D = R_c/Rd$) augmente au-dessus d'une valeur d'environ 2.3, l'influence de la paroi latérale de cylindre sur les particularités de l'écoulement central au voisinage du disque tournant devient insignifiante. Cela est dû à la décroissance exponentielle de la vitesse azimutale au-delà du bord du disque.

Sébastien Poncet et al. [18] Cette étude expérimentale porte sur l'instabilité d'une couche de cisaillement au-dessus d'un disque en rotation avec surface libre (Figure I-7). Cette instabilité est caractérisée par visualisations de l'écoulement pour une large gamme des paramètres de contrôle: le rapport d'aspect G de la cavité, le nombre de Reynolds global Re et le rapport s entre les rayons intérieur et extérieur du disque tournant. Cette instabilité spectaculaire se développe le long du cylindre extérieur sous la forme de polygones à m côtés. Ce nombre m dépend d'un nombre d'Ekman basé sur la hauteur d'eau au repos, ce qui confirme la nature « stewartsonienne » de la couche limite. Le seuil d'apparition du premier mode est constant si l'on considère le nombre de Reynolds mixte proposé par Niino and Misawa (1984). Pour des larges valeurs des, une instabilité se développe le long du cylindre intérieur sous la forme de petites cellules.

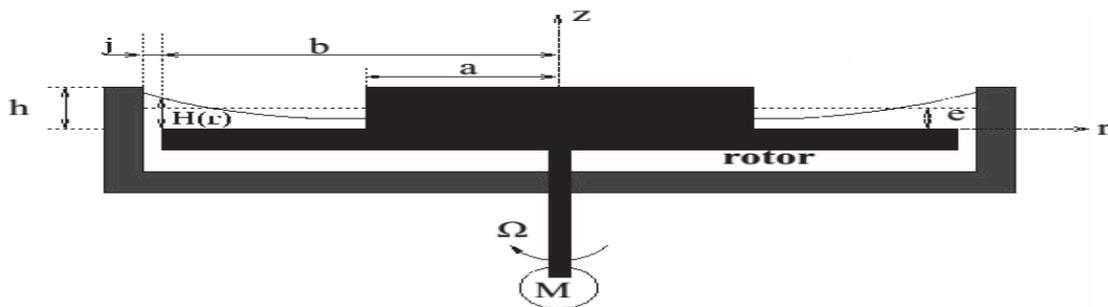


Figure I-7 : Dispositif expérimental [18]

Shen-Chun Wu et Yau-Ming Chen [19] a étudié les champs d'écoulement cohérents entre disques rotatifs dans une enceinte cylindrique (Figure I-8). En utilisant deux les vélocimétries au laser et une technique de moyenne de phase, les structures tourbillonnaires de l'écoulement pourraient être reconstruites et leur comportement dynamique a été observée. Les résultats expérimentaux révèlent clairement que le champ d'écoulement entre les disques est composé de trois régions distinctes: une région intérieure près du moyeu, une région externe et une région de couche limite de carénage. La région externe se distingue par la présence de grandes vertical structures. Le nombre de structures verticales correspond à la fréquence normalisée du flux.

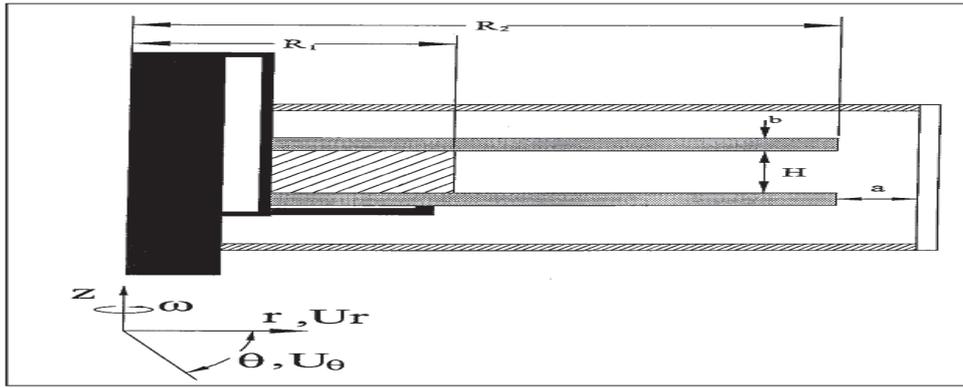


Figure I-8 : schéma de problème [19]

Pour étudier les instabilités de l'écoulement dans, une cavité correspond à deux disques lisses, **Poncet et al [20]**. ont mis un dispositif expérimental constitué de deux disques l'un en rotation (rotor) et l'autre fixe (stator), séparés par une distance h . Les disques sont bornés par un cylindre intérieur tournant de rayon a et un cylindre extérieur fixe de rayon b . Le rotor tourne avec une vitesse angulaire Ω . Un flux axial centripète ($Q > 0$) ou centrifuge ($Q < 0$) peut être imposé. Cette expérience représente une partie de la turbopompe à hydrogène liquide (TPH) du moteur Vulcain (Ariane V). Les mesures se font par anémométrie laser Doppler (LDA) à deux composantes, par 6 capteurs de pression positionnés sur le stator et par visualisations de l'écoulement au moyen d'une caméra CCD placée au-dessus du disque fixe. Ils ont observé qu'une instabilité de cisaillement se développe au-dessus d'un disque tournant à surface libre sous la forme de polygones dont le nombre de côtés est proportionnel à $(\Omega e^2 / \nu)^{1/4}$ avec e la hauteur d'eau au repos. En considérant le nombre de Reynolds mixte basé sur le rayon du disque b et e la hauteur d'eau, le seuil d'apparition du premier mode est constant. Ils ont ajouté un cylindre de rayon a au centre du disque, la même instabilité est obtenue tant que a est inférieur au rayon critique d'apparition des structures $r = 0.73 b$. Les modes 1 à 8 ont été observés (Fig. I-9).

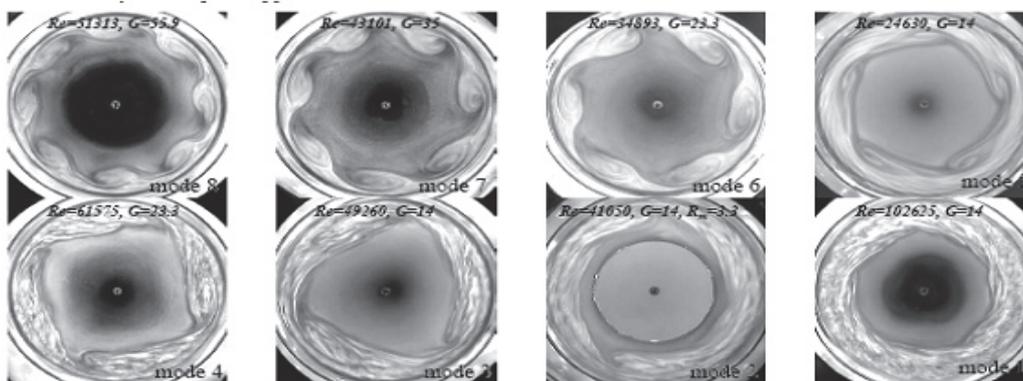


Figure I-9 : Les instabilités de l'écoulement dans une cavité correspondent à deux disques lisses [20]

Ortiga et Fernandez [21] ont développé une méthode numérique pour simuler les écoulements incompressibles tridimensionnels dans une pipe circulaire tournante basée sur une décomposition de l'écoulement dans une partie axio métrique en termes de fonction de vecteur potentiel. La méthode est appropriée particulièrement à l'étude de la stabilité non-linéaire des écoulements axialement symétriques pour qu'ils suivent d'une manière ordonnée les différents modes non-axisymétriques leur développement non-linéaire et leur interaction non-linéaire. La technique numérique combine la méthode de différences finies sur une grille non-uniforme dans la direction axiale, avec la méthode spectrale de Chebyshev dans la direction radiale, et une méthode spectrale de Fourier dans la direction azimutale pour le vecteur potentiel non-axisymétrique. Ils ont comparé leurs résultats avec des résultats précédents pour différents nombres de Reynolds.

Cui[22] a présenté une étude numérique d'un écoulement d'un fluide engendré par la rotation et la contre-rotation des extrémités d'une enceinte cylindrique. Il a observé qu'il y a un anneau de stagnation sur le fond tournant lentement, son apparition correspond à un écoulement de deux cellules dans le plan méridien, là où un détachement d'écoulement se forme, il a montré numériquement que en plus des motifs unicellulaires et de deux cellules, existent aussi des motifs plus complexes de cellules, à trois cellules et de cellule fusionner.

Daily et Nece [23] distinguent quatre régimes d'écoulement dans une cavité rotor-stator fermée (Figure I-10), qui sont en fonction du nombre de Reynolds circonférentiel et de la largeur de l'espace axial sans dimension. Un diagramme des différents régimes d'écoulement, y compris les profils moyens respectifs à la fois tangentiels et radiaux de la vitesse a été développé. Les coefficients pour les différents régimes d'écoulement ont également été corrélés. Dans les pompes centrifuges et les turbines, le flux traversant centripète est assez commun de l'extérieur rayon de la roue à aubes de l'impulser, qui a une forte influence sur la pression radiale distribution, poussée axiale et couple de frottement. L'influence du flux centripète sur l'écoulement de la cavité avec différents nombres de Reynolds circonférentiels et la largeur de l'espace axial sans dimension est pas suffisamment étudié. Il est également très important de convertir le diagramme 2D Daily et Nece en 3D en introduisant le coefficient de flux traversant. Afin d'étudier l'impact du centripète à travers le flux, un banc d'essai est conçu et construit à l'Université de Duisburg-Essen. Le design du banc d'essai est décrit. L'impact des paramètres mentionnés ci-dessus sur le profil de vitesse, la pression La distribution, la poussée axiale et le couple de frottement sont présentés et analysés dans cet article. Le 3D quotidien et Nece diagramme présentant le coefficient de flux traversant est également organisé dans cet article

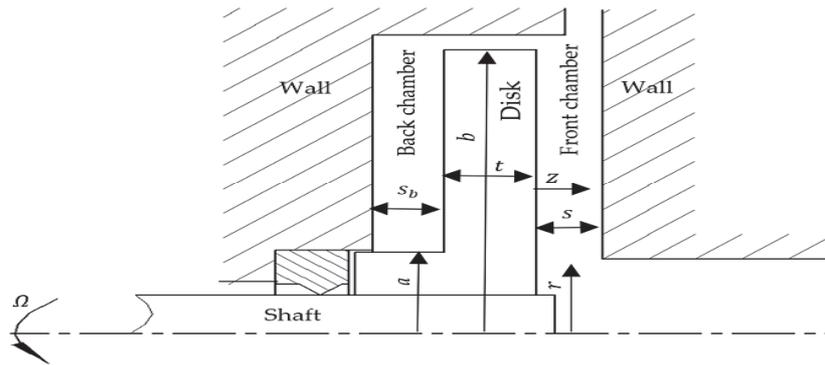


Figure I-10 : Configuration d'écoulement [23]

Bessaih et al [24]. Ont dirigé une étude numérique et analytique de l'écoulement laminaire stable engendré par un disque tournant au sommet d'un cylindre ayant un rapport d'aspect $H/R = 1$, rempli d'un métal liquide et soumis à un champ magnétique axial, en résolvant les équations régissant l'écoulement par la méthode de volume finis. Ils donnaient différentes formules analytiques de vitesse et avaient montré qu'en présence d'un champ magnétique, les profils analytiques de vitesse proches des disques aux extrémités obtenus pour une valeur élevée du paramètre d'interaction magnétique N , présentent un excellent accord avec ceux obtenus par des simulations numériques. Ainsi, ils ont mis en évidence l'importance de la conductivité électrique des parois du conducteur (les deux disques et la paroi latérale) dans le contrôle de l'écoulement.

Kharicha et al [25]. Ont effectué une autre investigation expérimentale de l'écoulement MHD laminaire dans le cas permanent induit par la rotation d'un disque au sommet d'une cavité cylindrique remplie d'eau ou de mercure. Ils ont analysé les distributions de vitesse en employant la technique de mesure par ultrasons (UPV). Leurs mesures ont été comparées avec des résultats obtenus par un modèle numérique.

François BEAUBERT et al [26]. on étudie numériquement de la structure de l'écoulement dans un alternateur discoïde d'une éolienne.

Le travail réalisé ici a pour objectif l'étude numérique de l'écoulement turbulent dans un alternateur discoïde de type rotor-stator non confiné destiné à équiper une éolienne (Figure I-11). Le modèle numérique, basé sur une approche par volumes finis, est validé en comparant les présents résultats à des mesures obtenues précédemment sur la même configuration. Une étude paramétrique est ensuite mise en œuvre pour quantifier l'influence de l'espacement inter-disques et de la vitesse de rotation sur la structure de l'écoulement.

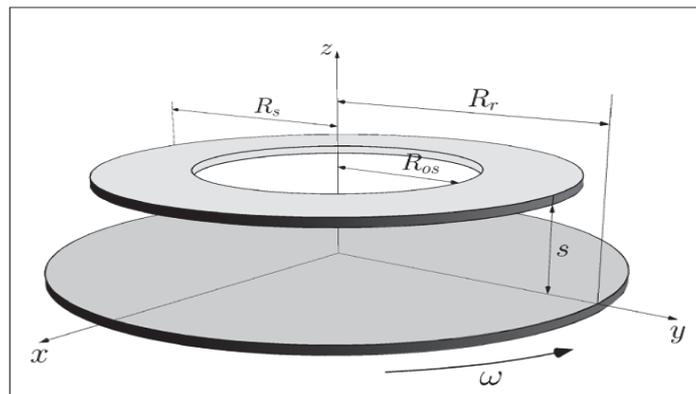


Figure I-11: Schéma de la configuration étudiée [26]

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présente une étude bibliographique et historique et les travaux étudie par des travailleur sur les écoulements tournant entre les disques avec les résultats obtenu dans ce domaine.

Chapitre II

Modalisation mathématique et turbulence

II.1. Introduction

Dans ce chapitre nous avons jugé nécessaire de présenter les différents types d'écoulement en rotation et les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible. Dans les écoulements incompressibles la pression n'est pas une quantité thermodynamique car elle ne figure pas directement dans l'équation de continuité. La masse volumique est supposée constante. Ce fait a une importante conséquence dans les procédures utilisées pour déterminer les solutions numériques relatives à ce genre d'écoulements.

Le système d'équations à dérivées partielles régissant les écoulements des fluides dérivent de l'application des principes généraux de la physique. Ces principes sont :

- la conservation de la masse
- la conservation de la quantité de mouvement
- la conservation de l'énergie

II.2 Les type des écoulements tournant

II.2.1. Ecoulements tournants de Von Karman

Les écoulements dus à des disques en rotation n'ont pas cessé depuis de nombreuses années de susciter un intérêt toujours renouvelé. Les publications qui s'y rapportent sont nombreuses et notamment celles concernant les écoulements dits "de Von Karman". Concernant l'étude d'un système dynamique pour l'écoulement entre deux disques en rotation (et où la formulation choisie repose sur l'hypothèse de similitude de Von Karman), on présente un bref Historique permettant dans son contexte. Cet historique se réfère à l'article de Zandbergen et Dijkstra [27] qui passe en revue les Principaux aspects des résultats analytiques et numériques se rapportant aux écoulements "de Von Karman" et dans lequel on pourra trouver un exposé détaillé ainsi que de très Nombreuses références de travaux publiés jusqu'en 1986.

II.2.2 Ecoulement dû à un disque en rotation

En 1921, Theodore **Von Karman** [28] considéra le problème d'un écoulement induit par un disque infini en rotation lorsque le fluide au loin est au repos. En utilisant un principe de similitude, il réduisit le système complet des équations de Navier écrites pour un fluide incompressible et visqueux à une paire d'équations différentielles non-linéaires. Il se comporte donc comme dans un ventilateur centrifuge. Lié au problème originel de **Von Karman** et étudié en 1940 par **Bodewadt** , on trouve le cas où le disque est au repos tandis que le fluide à l'infini est en rotation de solide rigide.

Par ailleurs, cette solution de **Bodewadt**, au contraire de celle de **Von Karman**, présente des oscillations dans les composantes de la vitesse.

Quant à **Batchelor**, en 1951, il montra que le principe de similitude s'applique encore quand le problème est généralisé au cas où le fluide lui-même, loin du disque (en rotation), tourne comme un solide rigide.

II.2.3 Écoulement dû à deux disques en rotation

a) Cas général

Une autre généralisation consiste à considérer l'écoulement entre deux disques coaxiaux, Infinis et animés de vitesses angulaires différentes, Alors que pour l'écoulement dû à un seul disque il n'y a pas de longueur caractéristiques et Donc pas de nombre de Reynolds-, il est maintenant possible d'introduire un nombre de Reynolds fondé sur la distance séparant les deux disques. Où les paramètres gouvernant le problème sont le nombre de Reynolds $Re = (H^2\Omega)/\nu$ (Avec H la hauteur séparant les deux disques) et le paramètre de rapport de vitesse de rotation.

b) Cas d'un disque fixe et d'un disque en rotation

Le problème posé par l'écoulement dû à deux disques n'est pas trivial et peut être notamment illustré par le cas où un disque reste fixe tandis que l'autre est animé d'une vitesse angulaire constante. En effet, pour cette configuration deux prédictions sont en concurrence: celle, qualitative, de **Batchelor**, annonce qu'une couche limite se forme sur chaque disque tandis que le cœur de l'écoulement est animé d'une rotation de solide rigide; la seconde, de **Stewartson**, s'appuie sur un développement asymptotique à grand nombre de Reynolds (ainsi que sur une expérience avec des disques entraînant de l'air et ouverts sur le milieu ambiant) et conclut à l'existence d'une seule couche limite située sur le disque en rotation pendant qu'au centre le fluide ne tourne pas du tout et que l'écoulement est purement axial.

Ainsi Batchelor et Rasmussen [29] ont supposé a priori une rotation "en bloc" de la partie centrale du fluide à une vitesse angulaire adimensionnée constante et des couches limites sur les disques. Ils ont alors trouvé, en raccordant la vitesse axiale dans le cœur, d'une part, avec la vitesse axiale dans la couche limite sur le disque en rotation (qui tend vers une solution à un disque quand $Re \rightarrow \infty$), d'autre part, avec la vitesse axiale de la solution à la **Bodewadt** qui se développe sur le disque au repos, Par contre suivant la prédiction avancée par **Stewartson**, la solution correspond à celle donnée par Cochrane pour le problème originel de Von Karman

II.2. 4.Écoulement de type rotor stator

Ce type d'écoulement constitue une analyse des effets d'entrée liés à la valeur finie de la dimension radiale des deux disques coaxiaux type rotor-stator. La mise en œuvre de la technique de visualisation de l'écoulement pariétal par dépôt électrochimique a donné de bons résultats dans différents types d'écoulements. Les lignes de courant pariétales visualisées en utilisant cette technique nous ont permis de mettre en évidence les différents éléments caractérisant la nature centripète de l'écoulement au voisinage du disque fixe. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus montrent bien l'existence des phénomènes d'entrée et de bord à travers l'écoulement pariétal d'un fluide entre un disque tournant et un disque fixe. Ces phénomènes sont liés d'une part à la valeur finie de la dimension radiale des deux disques et la présence du disque fixe où l'écoulement est de nature centripète.

On caractérise deux types d'écoulement tournant :

L'écoulement de type Batchelor [11]: se caractérise par deux couches limites : une couche limite centrifuge (couche d'Ekman ou de Von Karman) sur le rotor et une couche limite centripète (couche de Bodewadt) sur le stator, séparées par un noyau central en rotation solide (u_θ est constante et $u_r \rightarrow 0$).

L'écoulement de type Stewartson [11] : La structure de l'écoulement de Stewartson est plus simple : une couche limite unique sur le rotor et une vitesse tangentielle quasi nulle en dehors. L'écoulement est alors pleinement centrifuge ($u_\theta \rightarrow 0$ et $u_r > 0$ partout).

II.3. Position du problème

On considère l'écoulement d'un fluide incompressible entre deux disques, parallèles dont l'un est en rotation et l'autre est fixe. On suppose que le régime est turbulent et permanent. On désigne respectivement par ρ la masse volumique et ν la viscosité cinématique du fluide.

II.3.1. Configuration géométrique

La configuration géométrique du système étudié et une configuration prise de l'article de François BEAUBERT et al [26] pour sa simplicité et pour permettre la validation des résultats.

Cette configuration géométrique non confinée, elle est composée de deux disques parallèles lisses de type (rotor-stator) qui se font face et séparés d'une distance s comme le montre la figure II-1. Le disque inférieur (rotor) en $z = 0$ est animé d'un mouvement de rotation uniforme de vitesse angulaire ω . Le disque supérieur en $z = s$ (stator) est fixe et possède une ouverture centrale de rayon R_0 créant ainsi une entrée d'air supplémentaire dans l'entrefer.

Le rayon R_r du rotor est de **310 mm** et son épaisseur e_r est de **45 mm**, sa vitesse de rotation ω sa vitesse de rotation est comprise entre **200tr/mn** et **1500tr/mn** Le stator quant à lui à un rayon R_s de **284 mm**, une épaisseur e_s de **6 mm** et possède une ouverture centrale de rayon R_{os} de **176 mm** L'écoulement est gouverné par les deux paramètres sans dimensions suivants: le nombre de Reynolds global $Re = \omega R_r^2 / \nu$ Compris entre **$1.34 \cdot 10^5$** et **$1.34 \cdot 10^5$** et l'espacement inter-disques adimensionné $G = s/R_s$ compris entre **0,02** et **0,06**. Figure I.1

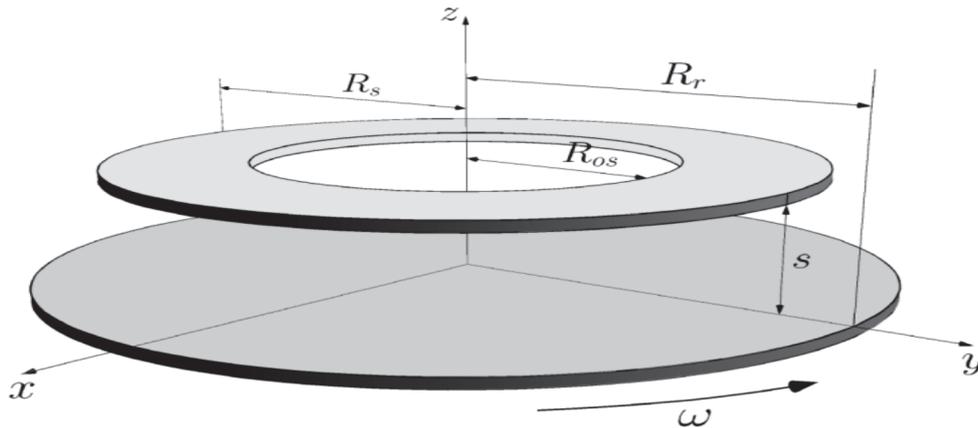


Figure II.1: Schéma de la configuration étudiée [26]

II.3.2. Domaine de calcul et conditions aux limites

La méthode numérique met en œuvre un domaine de calcul borné et des conditions aux limites appropriées doivent être employées. L'influence de la taille du domaine de calcul (Figure II.2) a été testée par François BEAUBERT et al [26] afin de garantir l'innocuité des dimensions H et L sur les résultats. Les paramètres retenus sont : **$L = 4R_r$ et $H = 5R_r$** .

Pour les conditions aux limites du problème, l'axe Oz est défini comme axe de symétrie de révolution, une condition d'adhérence de vitesse nulle est appliquée sur les parois solides excepté sur le rotor où la vitesse tangentielle est fixée à $u_\theta = \omega r$. Sur les frontières latérales et supérieures du domaine de calcul une condition de sortie en pression est imposée.

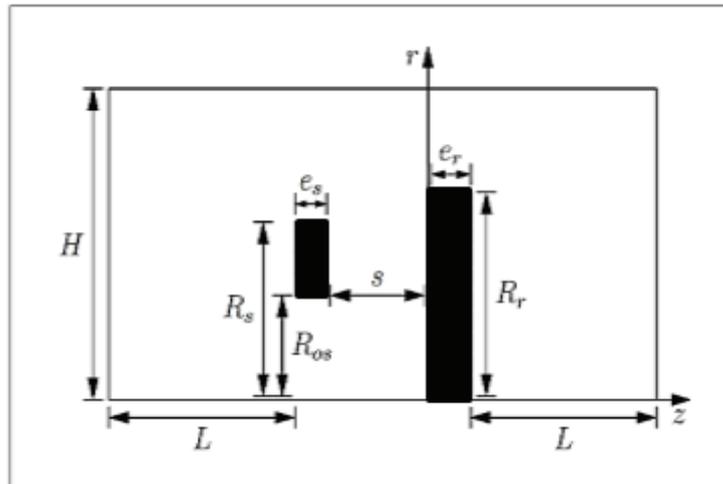


Figure II.2: Géométrie du problème [26]

II.3.3. Hypothèses simplificatrice

Afin d'aborder la résolution des équations, relatif à la géométrie déjà montrée, on va simplifications suivantes :

L'écoulement est en régime turbulent et axisymétrique.

Le fluide est incompressible.

Les calcule sons considération l'équation de l'énergie.

La dissipation visqueuse est négligeable.

II.3.4. Les équations gouvernant l'écoulement incompressible

L'écoulement est gouverné par les équations de Navier-Stokes incompressibles écrites en variables primitives (formulation vitesse-pressure). Le problème est supposé ici axisymétrique et statistiquement stationnaire. Ces hypothèses sont nécessaires afin de mener à bien l'étude paramétrique avec un coût en temps de calcul raisonnable.

Après l'application des hypothèses de simplification susmentionnées, les équations générales régissant l'écoulement :

II.3.5 « les équations de Navier-Stokes »

Dans un système cartésien, les équations de conservation pour une seule particule de fluide newtonien sont présentées comme suit :

1-Equation de conservation de masse

La conservation de la masse est exprimée par l'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{II - 1}$$

2- Equation de conservation de quantité de mouvement

Les écoulements de fluides incompressibles sont gouvernés par les équations de la conservation de quantité de mouvement (équations de **Navier – Stokes**). Ces équations relient la vitesse et la pression en chaque point de l'écoulement.

Suivant x :

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] = \left[-\frac{\partial p}{\partial x} + f_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \right]$$

Suivant y :

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] = \left[-\frac{\partial p}{\partial y} + f_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \right] \quad \text{II- 2}$$

Suivant z :

$$\rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] = \left[-\frac{\partial p}{\partial z} + f_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \right]$$

Où :

f_x, f_y, f_z Sont les composantes de la force f suivant les directions : x, y et z

II.4. modèles de turbulence

La plupart des écoulements d'intérêt technologique sont turbulents. Il apparaît nécessaire de définir les outils mathématiques qui permettront à partir des équations de Navier d'obtenir des équations moyennées.

$$\overline{U_j} = \lim_{\Delta t} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} U_j dt \quad \text{II - 3}$$

Cette moyenne est aussi appelée : moyenne de Reynolds. Cet opérateur de moyenne vérifie les propriétés suivantes :

$$\overline{\overline{U}} = \overline{U}$$

$$\overline{\overline{u}} = 0$$

$$\overline{U \cdot V} = \overline{U} \cdot \overline{V}$$

$$\overline{\overline{U + V}} = \overline{U} + \overline{V}$$

Avec α : constante ;

$$\overline{\alpha U} = \alpha \overline{U}$$

$$\overline{\frac{\partial U}{\partial x_i}} = \frac{\partial \overline{U}}{\partial x_i}$$

A partir de cet opérateur, nous définissons la décomposition de Reynolds d'une quantité quelconque de l'écoulement (U, P, \dots etc.), en deux parties distinctes :

$$U = \overline{U} + u' \quad \text{II - 4}$$

La valeur instantanée de la vitesse est décomposée en valeur moyenne \overline{U} et une valeur fluctuante u' . (Figure II.1). [33]

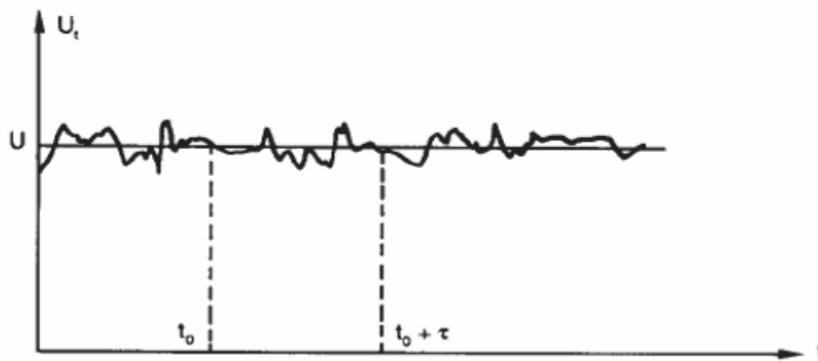


Figure II.3: Enregistrement de la vitesse en régime turbulent. [33].

II.5. Les principales modélisations de la turbulence

Il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent : la simulation numérique directe **DNS**, dans laquelle on cherche à représenter la totalité des phénomènes physiques, la simulation des grandes échelles **LES**, dans laquelle on représente seulement les plus gros tourbillons en fonction du temps, et la simulation moyennée dans laquelle on représente seulement l'écoulement moyen **RANS**.

II.5.1. La simulation des équations de Navier Stokes moyennées (RANS)

La résolution numérique des équations de Navier Stokes moyennées (RANS) considère uniquement les équations de transport pour les quantités moyennées, en modélisant toutes les échelles de la turbulence. Ce modèle est utilisé dans la simulation des écoulements autour de corps complexes, écoulements internes, etc. [34].

II.5.2. Classification des modèles de turbulence

On distingue généralement deux grandes classes de modèles de turbulence :

Les modèles du premier ordre

Les modèles du second ordre

II.5.3. Les modèles du premier ordre (modèles à viscosité turbulente)

Ces modèles sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente cette hypothèse stipule que les contraintes de Reynolds peuvent être exprimées selon l'équation suivante :

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k - 2\nu_t S_{ij} \quad \text{II} - 5$$

τ_{ij} : Au tenseur du taux de déformation

S_{ij} : Est symétrique. Le coefficient de proportionnalité

ν_t : désigne la viscosité turbulente.

Modèle à zéro équation de transport (longueur de mélange, ou encore modèle de Prandtl)

Modèle à une équation de transport (le modèle de Spalart - Allmaras) ;

Modèle à deux équations (k-epsilon, k-oméga, SST, ...).

Le principe de discrétisation peut être illustré en considérant l'équation de transport pour une grandeur scalaire Φ , valable pour toutes les équations d'écoulement, en régime stationnaire :

$$\oint_A (\rho \Phi \vec{v}) d\vec{A} = \oint_A (\Gamma_\Phi \overrightarrow{\text{grad}} \Phi) d\vec{A} + \int_{VC} S_\Phi dV \quad \text{II} - 6$$

Où

ρ : densité du fluide

\vec{v} : le vecteur vitesse ($v=v_x\vec{i}+v_y\vec{j}$).

\vec{A} : le vecteur l'aire de la surface.

Γ_Φ : le coefficient de diffusion de la grandeur Φ .

grad : le gradient de Φ $\left(grad\Phi = \vec{\nabla}\Phi = \frac{d\Phi}{dx}\vec{i} + \frac{d\Phi}{dy}\vec{j} \right)$ en 2D

S_Φ : Le terme source (la source de Φ par unité de volume).

L'équation (II.7) est appliquée sur chaque volume de contrôle du domaine de calcul (domaine d'étude ou d'analyse). La discrétisation de cette équation donne :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f v_f \Phi_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\Phi (\nabla\Phi)_n A_f + S_\Phi V$$

II - 7

Où

N_{faces} : le nombre de faces (interfaces) du volume de contrôle.

Φ_f : la valeur de Φ transférée par convection à travers l'interface f .

v_f : le flux de masse à travers l'interface f .

A_f : l'aire de l'interface f ($|A_f| = |Ax\vec{i} + Ay\vec{j}|$ en 2D).

$(\vec{\nabla}\Phi)_n$: la valeur de $\nabla\Phi$ normal (perpendiculaire) à l'interface f .

V : le volume du volume de contrôle.

a) -Le modèle k-epsilon :

Très utilisé dans les codes industriels. Développé par **Launder et Spalding (1972)**, il comporte deux équations :

- Une pour l'énergie cinétique de turbulence k
- Et l'autre pour le taux de dissipation epsilon

b)- Le modèle k-oméga :

Le modèle k-oméga ; développé par **Wilcox** ; assure que la viscosité turbulente soit liée à l'énergie cinétique turbulente et au taux spécifique de dissipation ω

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad \text{II - 8}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho w u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_w \frac{\partial w}{\partial x_j} \right) + G_w - Y_w + S_w \quad \text{II - 9}$$

G : terme de production.

T : terme de diffusivité.

Y : terme de dissipation.

S : terme source.

c)-Le modèle SST (Shear Stress Transport)

L'idée derrière le SST est de combiner le modèle et le modèle à l'aide de coefficients d'amortissements f_1 .

f_1 est égale à 1 près de la paroi : Il active le modèle de Wilcox (**k oméga**) ;

f_1 est égale à zéro loin de cette dernière: Il active le modèle (**k epsilon**).

II.6.conclusion

On conclut l'existence de plusieurs types des écoulements entre les disques tournant et nous avons découvert la différence entre l'écoulement de type de Batchelor et l'écoulement de type de Stewartson ainsi on présente notre problème étudié avec les conditions initiales et les hypothèses simplificatrices et les équations gouvernant l'écoulement.

Chapitre III

Présentation de code
de calcul « FLUENT »

III.1 Introduction

Le passage d'un problème aux dérivées partielles continu à un problème discret s'appuie sur les méthodes classiques d'analyse numérique. On distingue trois grandes méthodes pour formuler un problème continu sous forme discrète, la méthode des différences finies, des éléments finis et des volumes finis. Il existe actuellement un certain nombre de codes tridimensionnels industriels conviviaux, aux meilleurs performants (CFX, FLUENT, STAR-CD, ...), permettant la prédiction d'écoulement des fluides par la résolution des équations de Navier-Stokes.

Pour résoudre notre problème, nous avons utilisé le code de calcul : ANSYS FLUENT. La méthode utilisée par ce code de calcul CFD est celle des volumes finis.

III.2 Méthode des volumes finis

La méthode intègre, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de loi de conservation.

Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservatives et est particulièrement bien adaptée aux équations de la mécanique des fluides. Sa mise en œuvre est simple avec des volumes élémentaires rectangles.

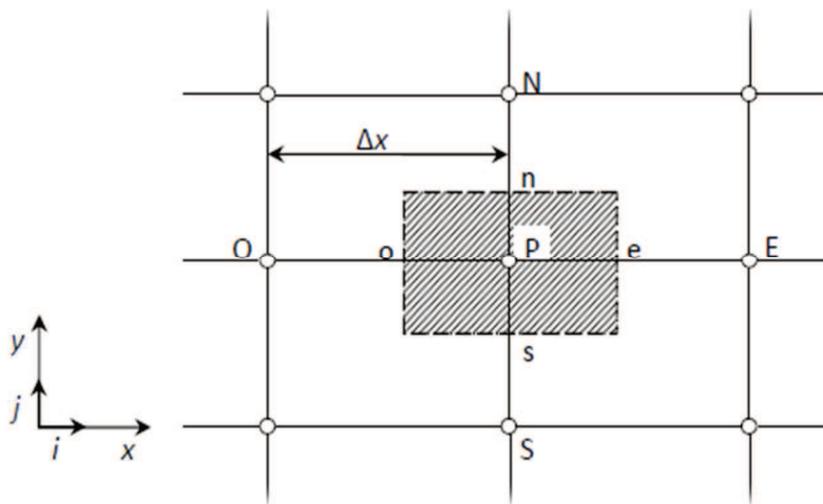


Figure. III.1 : Volume de contrôle pour la résolution en volumes finis

Les différentes grandeurs de l'écoulement sont calculées au centre de chaque volume de contrôle, aux points P, E, O, N et S. L'intégration de l'équation II.2 dans un volume de contrôle fait intervenir les valeurs, ainsi que les flux de diffusion et de convection de

ces grandeurs aux frontières du volume de contrôle. Ainsi, pour le calcul des grandeurs au point P, leurs valeurs l'interface e, o, n et s sont également nécessaires. Plusieurs méthodes d'interpolation peuvent alors être utilisées connaissant leurs valeurs au centre des volumes de contrôle adjacents.

III.3.Présentation du code de calcul

Le code de calcul "FLUENT" est commercialisé par l'ANSYSE FLUENT. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes qui simule tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie.

Les produits et services proposés par l'ANSYSE "FLUENT" aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques.

Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Le logiciel "FLUENT" modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont :

Le pré-processeur, le solveur et le post-processeur. Nous détaillons ci-dessous ces trois éléments :

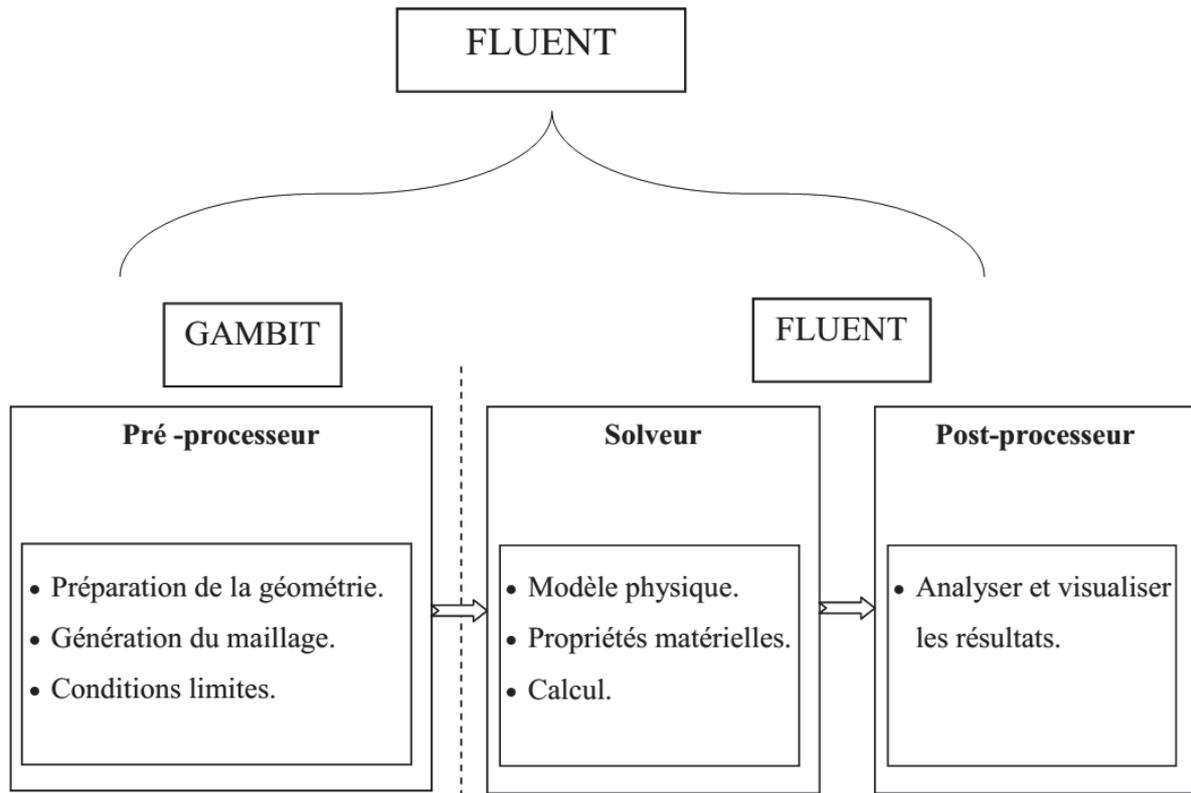


Figure. III.2:Structure de base du code "FLUENT"

III.3.1. Différentes étapes à suivre pour la modélisation numérique par fluent

Les principales étapes à suivre lors du travail sur le logiciel de simulation numérique des écoulements FLUENT nécessitent la connaissance de certaines notions théoriques de base. Ces notions, concernent notamment, les définitions des principales équations régissant l'écoulement.

La résolution numérique par FLUENT d'une manière générale, suit les étapes suivantes :

1. Création de la géométrie sous le Logiciel GAMBIT ;
2. Choix de la stratégie de maillage et création de plusieurs grilles ;
3. Définition des conditions aux limites dans GAMBIT ;
4. Définition du problème sous le logiciel FLUENT, étude des différentes grilles de maillage et sélection du maillage retenue ;
5. Calcul avec FLUENT pour les différents cas retenus.

III.3.2.Pré - processeur "GAMBIT"

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau

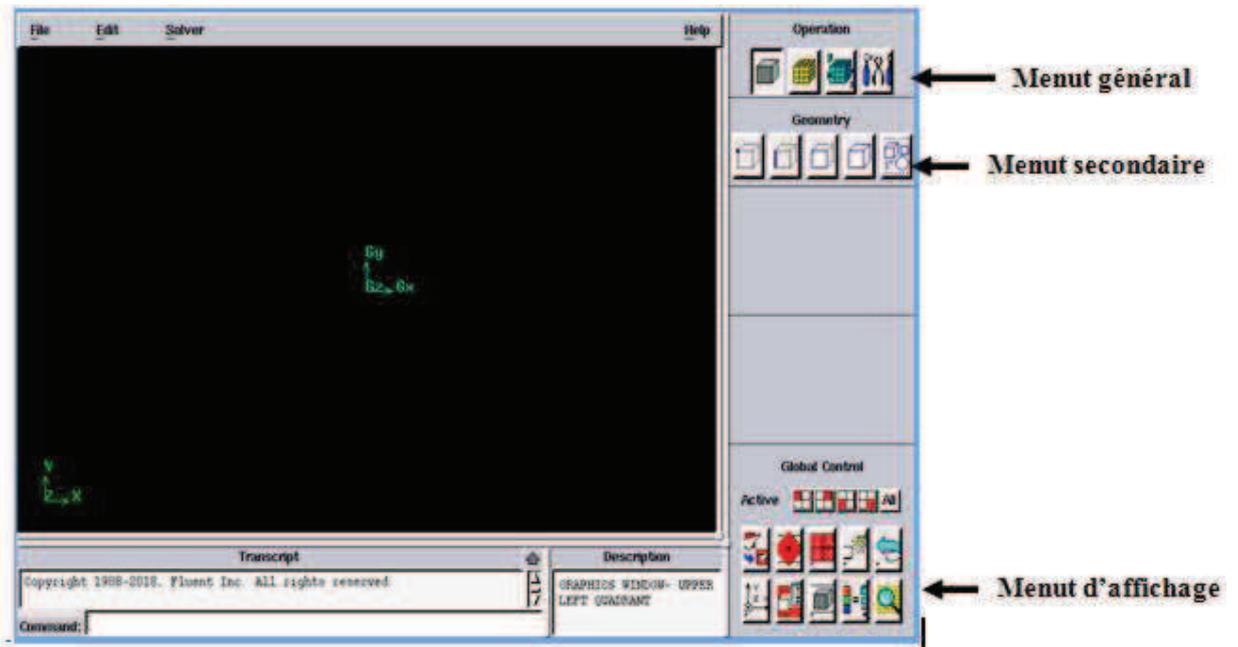


Figure. III.3 : Vue globale de Gambit

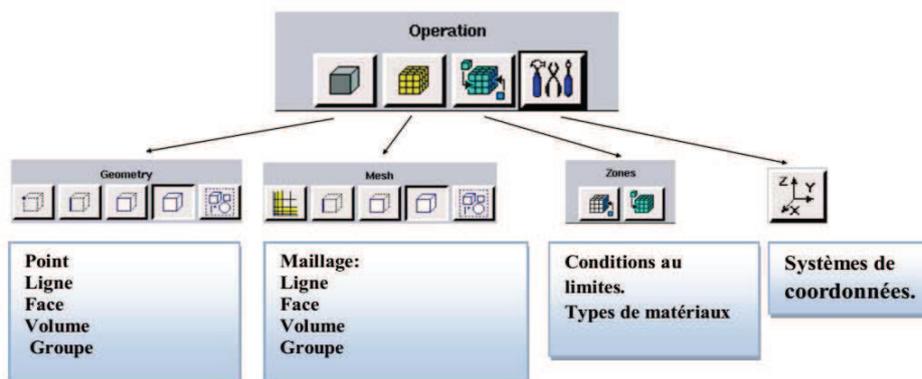


Figure. III.4 : Menu principale de Gambit.

III.4. Maillage

Le code de calcul "FLUENT" dans sa version 6.3 traite plusieurs types de maillages structurés, non-structurés ou hybrides. Un maillage structuré est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré va être composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D. Dans un maillage hybride les mailles proches des parois sont des quadrilatères en 2D et des hexaèdres en 3D et les mailles du reste du domaine sont des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D. En proche paroi, il est nécessaire d'avoir des mailles les plus petites possibles pour bien modéliser les écoulements à cet endroit, cette particularité est d'autant plus importante en régime turbulent, on l'appelle (l'inflation). En 3D, les mailles qui font les liaisons entre les hexaèdres et les tétraèdres sont des prismes ou des pyramides. La figure III.1 représente les différents types de maillage utilisé par notre code.

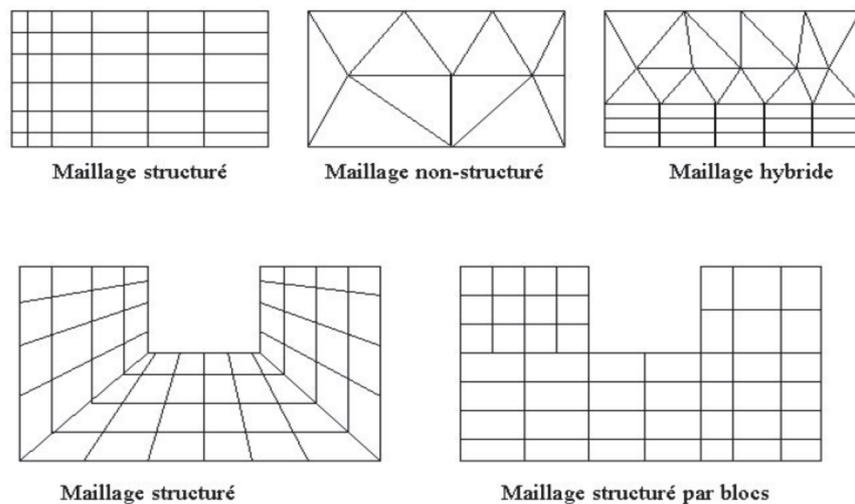


Figure III.5 : Types de maillage utilisé par "FLUENT"

III.5.L'outil Fluent

La simulation en Mécanique des Fluides Numérique (Computational Fluid Dynamics : CFD), est utilisée pour la modélisation, la visualisation et l'analyse des écoulements fluides et transferts thermiques. Elle permet aux utilisateurs d'optimiser les performances des nouveaux concepts, tout en réduisant le cycle de commercialisation, les risques associés et les coûts. Depuis plus de 10 ans, Fluent, leader mondial en Simulation numérique des écoulements

Fluides logiciels et services. S'emploie à offrir la solution de simulation la plus adaptée, que ce soit pour l'ensemble de l'industrie, la recherche ou la formation des ingénieurs de demain. Cette solution passe par des services d'assistance technique, d'études à façon, et par des formations personnalisées. Le siège du groupe Fluent est situé à Lebanon, New Hampshire, USA, et compte des filiales en Belgique, Angleterre, France, Allemagne, Inde, Italie, Japon et Suède. Ses logiciels sont aussi vendus à travers le monde grâce à des joint-ventures, des partenariats et des distributeurs en Corée, Australie, Brésil, Chine, Taïwan, République Tchèque, Moyen Orient et dans la plupart des pays européens.

Etapes générales

-Importation de la géométrie (*.msh)

Ouvrir la version de Fluent

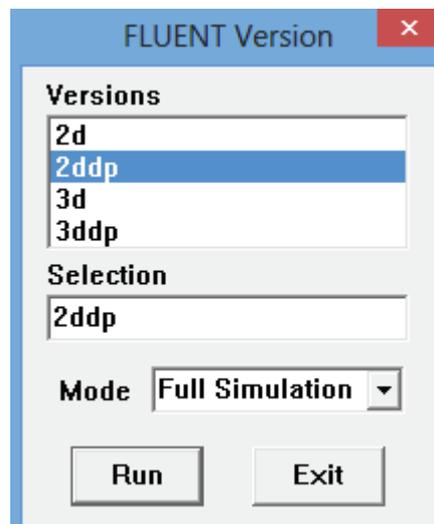


Figure. III.6 : Ouvrir la version de Fluent

Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (*.msh) généré sous Gambit

File → Read → Case...

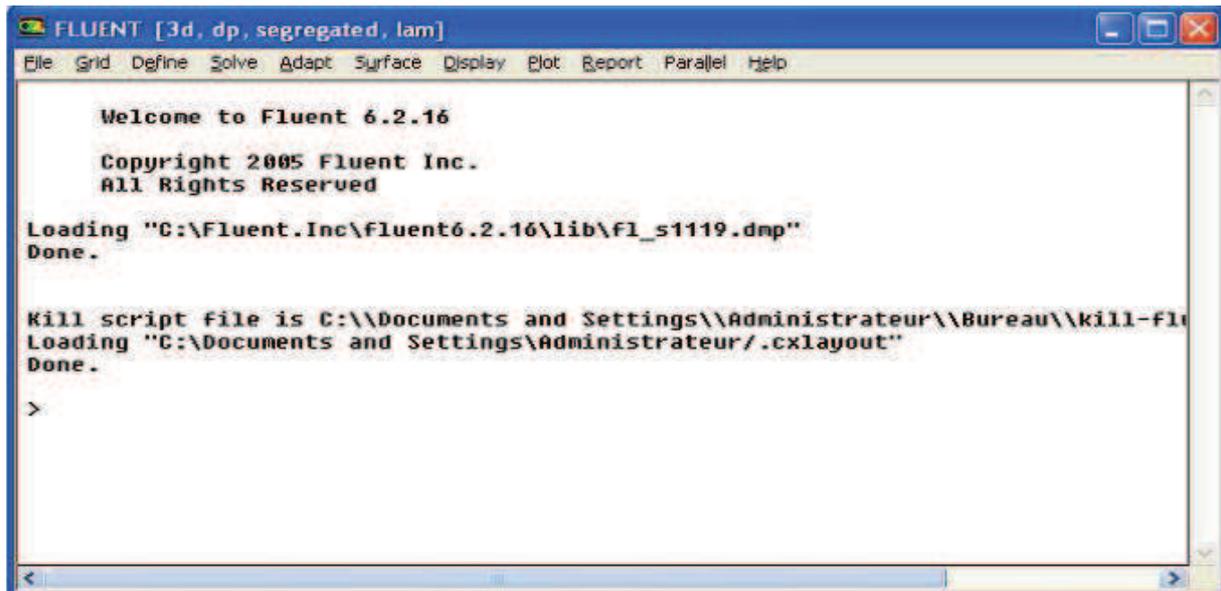


Figure. III.7: Importation de la géométrie.

- Vérification du maillage importé :

Grid* → *Check

Ceci permet de vérifier si le maillage importé ne contient pas d'erreurs ou de volumes négatifs.

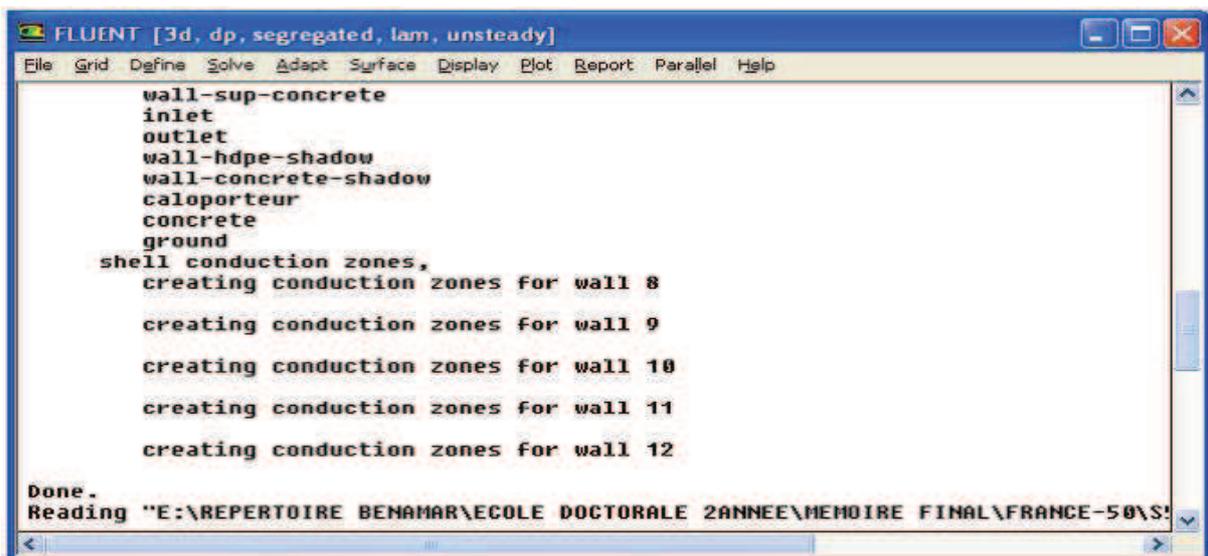


Figure. III.8 : Vérification du maillage sous Fluent.

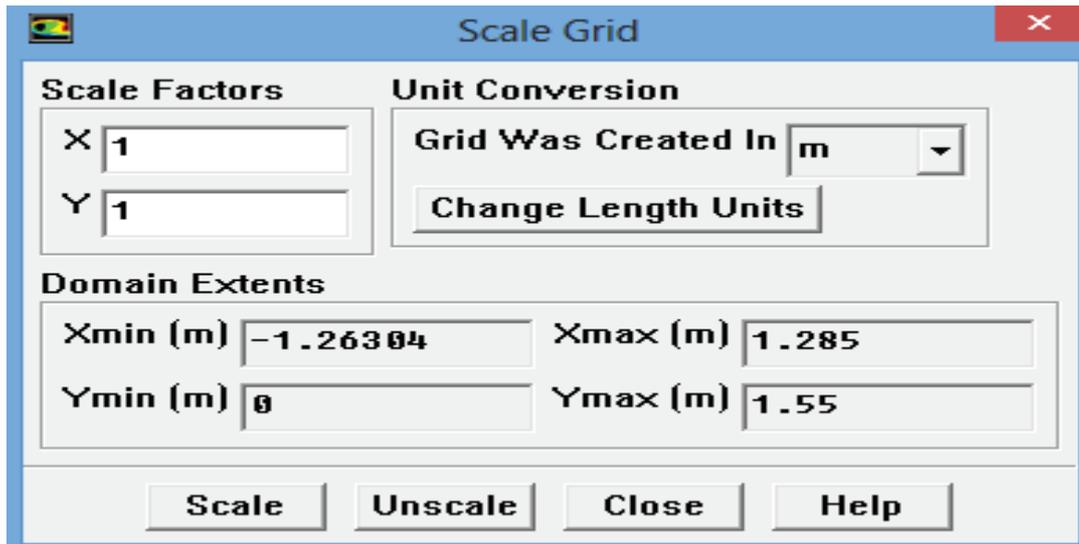


Figure. III.9 : Vérification des unités de la première simulation.

III.6. Solveur "FLUENT"

Pour des fluides incompressibles, les calculs se font en pression relative. La méthode utilisée est la méthode des volumes finis.

Cette méthode a l'avantage d'être conservatrice, c'est-à-dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans les volumes voisins. Les étapes de calcul dans le solveur sont les suivantes :

- Intégration des équations continues sur chaque volume de contrôle. Le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface.
- Discrétisation en espace et en temps (pour les écoulements non permanents) des équations : substitution des dérivées partielles par des approximations en différences finies ; transformation du système d'équations en système algébrique,
- Résolution du système algébrique par un processus itératif ; utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.

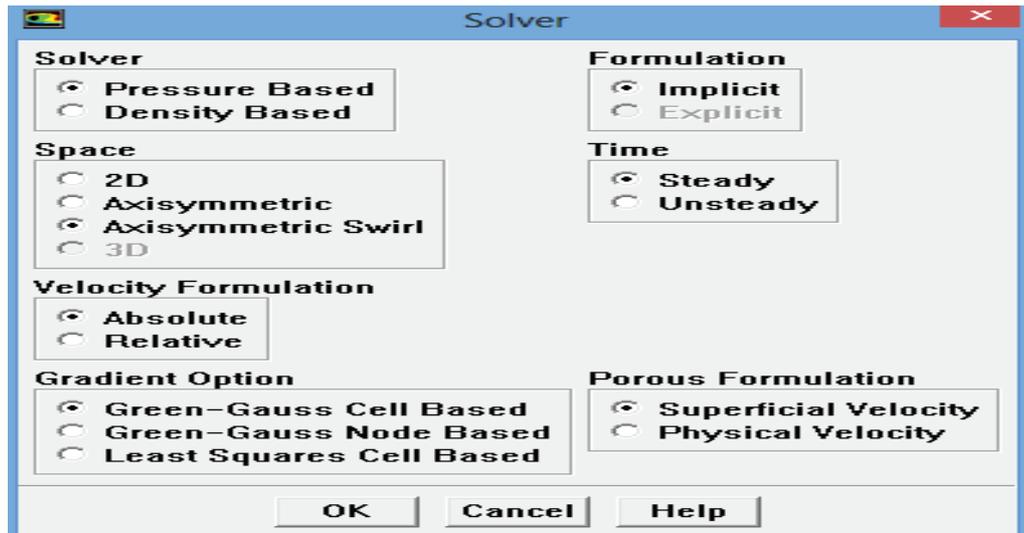


Figure. III.10 : Choix du solveur sous Fluent

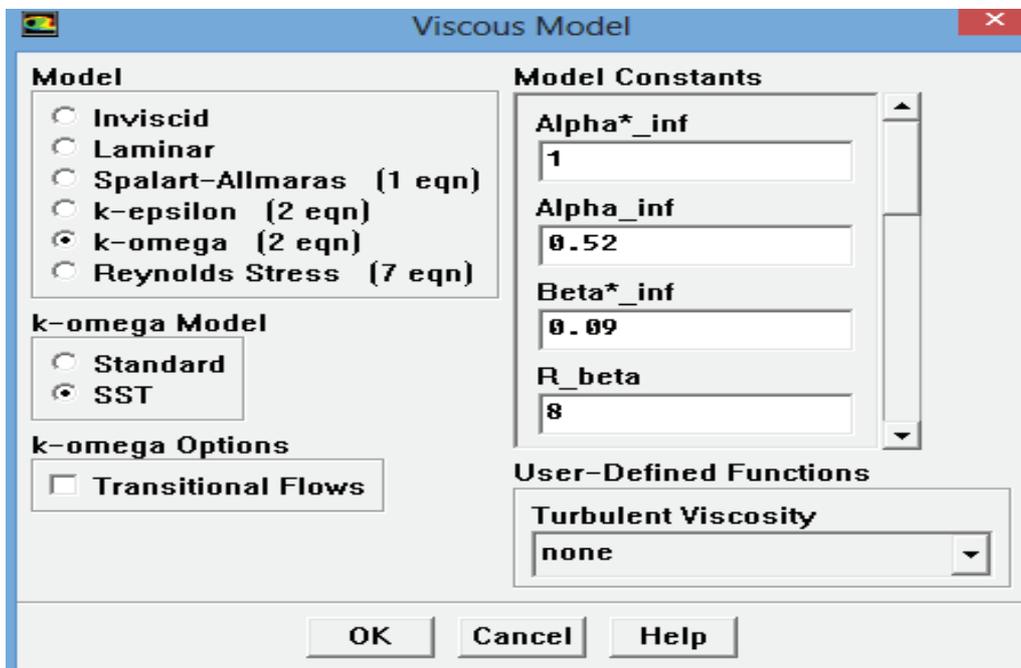


Figure. III.11 : les modèles de turbulence

III.7. Affichage de la grille

Display- Grid Vous pouvez afficher le maillage et il est très judicieux de vérifier les conditions aux limites définies au préalable dans Gambit.

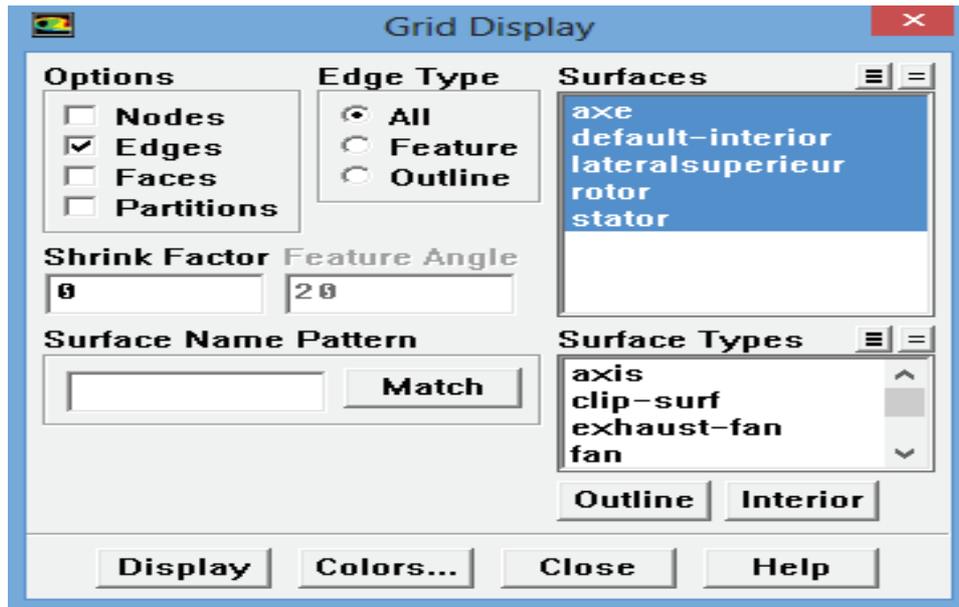


Figure. III.12 : Affichage de la grille et vérification des conditions.

III.8. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Trois algorithmes sont disponibles dans le logiciel de calcul :

- SIMPLE : le plus robuste
- SIMPLEC : il donne une convergence plus rapide pour les problèmes simples.
- PISO : il est utile pour des problèmes des écoulements instables.

L'algorithme choisit dans notre étude est l'algorithme SIMPLE. A l'initialisation du calcul, un champ de pression fixé a priori est introduit dans l'équation de bilan de la quantité de mouvement, permettant de calculer un premier champ de vitesse. La combinaison des équations de bilan de masse et de quantité de mouvement permet ensuite de corriger ces premiers champs de pression et de vitesse. Les autres équations de transports sont ensuite résolues et le champ de pression corrigé est utilisé pour initialiser le calcul à l'itération suivante. Cette succession d'opération est répétée jusqu'à ce que les critères de convergences soient atteints.

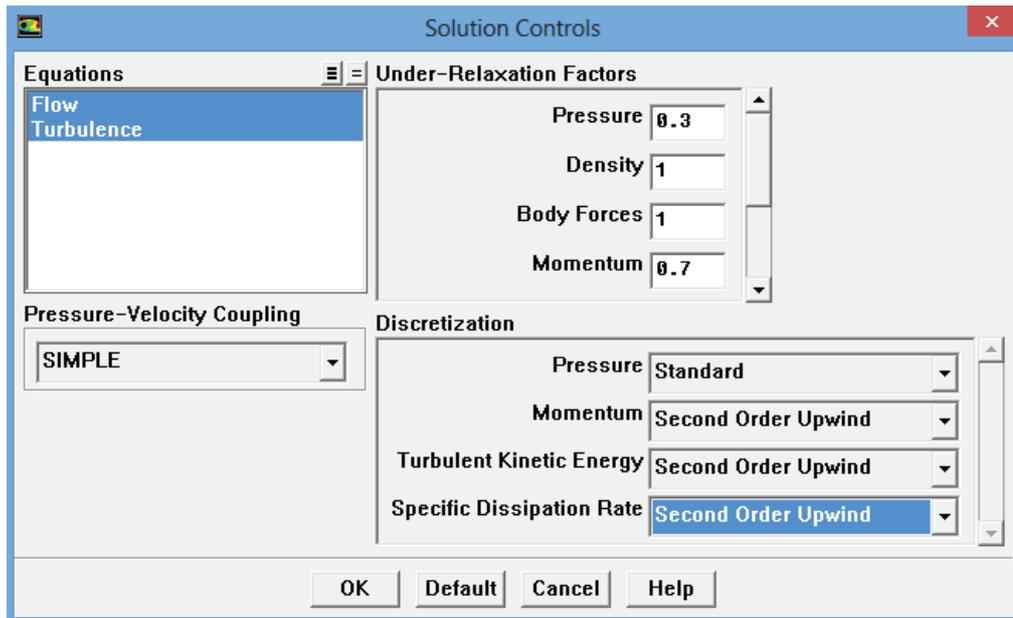


Figure III.13 : Schéma de contrôle de la solution

III.8.1 Algorithme SIMPLE

La discrétisation d'une équation de transport diffusion sur un volume de contrôle par la méthode des volumes finis fait intervenir les valeurs des vitesses aux interfaces des volumes (U_e , U_w , U_n , U_s). Il est donc intéressant de calculer ces vitesses directement sur les interfaces (sans avoir à effectuer d'interpolations).

D'autre part, la discrétisation de l'équation de continuité et du gradient de pression avec l'utilisation d'une interpolation linéaire peut induire des erreurs importantes du fait qu'une répartition de pression ou de vitesse en "damier" est vue comme un champ uniforme. Pour contourner ces difficultés on préfère utiliser des grilles décalées "staggeredgrid". Une grille principale est construite sur laquelle on calcule la pression, la température et la concentration. Deux grilles décalées vers la droite et vers le haut respectivement sont utilisées pour le calcul des vitesses horizontale et verticale.

L'algorithme SIMPLE, acronyme pour « Semi-ImplicitMethod for Pressure Linked-Equations» permet de résoudre le système d'équations discrétisées. Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées, en vue de vérifier l'équation de conservation de la masse.

Le schéma représentatif de ce processus itératif est le suivant :

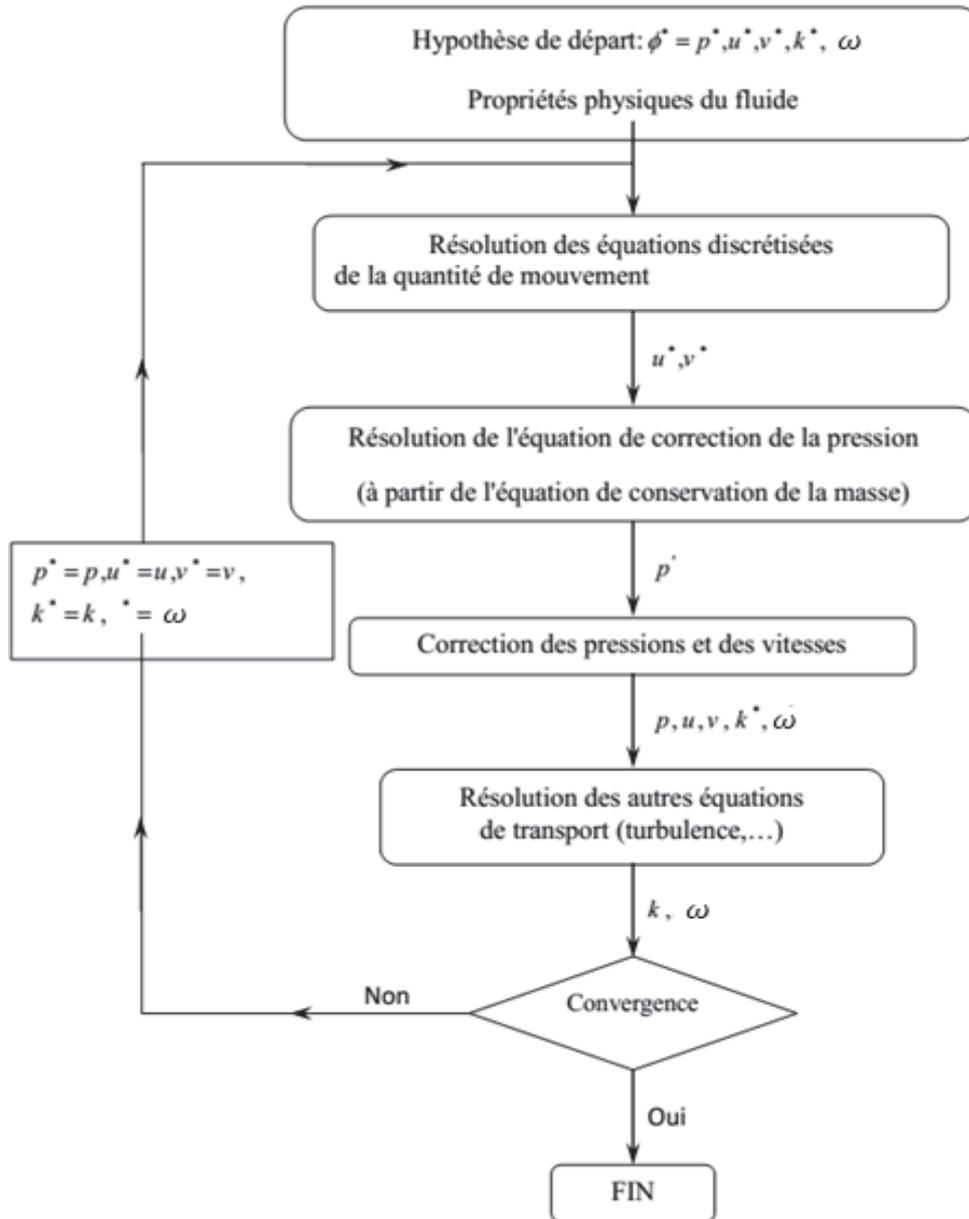


Figure III.14 : Schéma représentatif de l'algorithme SIMPLE

u et v sont les deux composantes du vecteur de vitesse, p représente la pression, ϕ^* est défini par : $\phi = \phi^* + \phi'$, ϕ' est une correction.

III.9. Résolution numérique

III.9.1 Paramètre de contrôle de la convergence

La façon d'obtenir une solution convergée est un des éléments essentiels de prédiction d'écoulement au moyen des codes CFD.

Le code "FLUENT" propose différentes techniques pour accélérer le processus de convergence est augmentée si une bonne estimation de la solution est donnée comme condition initiale. Nous avons recours à plusieurs techniques décrites ci-dessous

III.9.1.1 Critère de convergence

La résolution numérique des problèmes de type CFD nécessite un processus itératif. Pour apprécier la convergence du processus itératif, des critères de convergence doivent être pris en compte.

Ainsi, la convergence du processus itératif est déterminée par le concept de résidu. Après l'étape de discrétisation, l'équation de conservation d'une variable donnée.

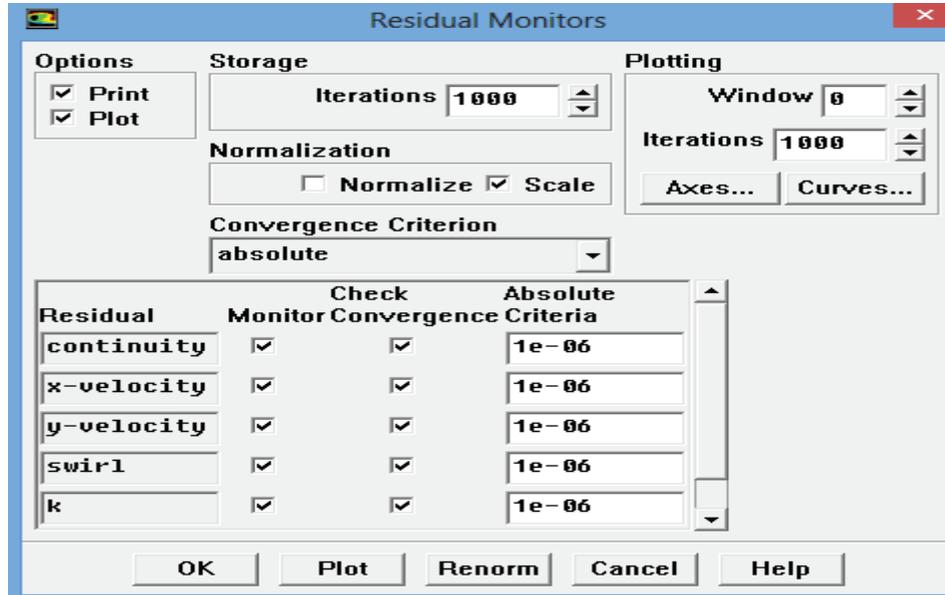


Figure. III 15 : Critère de convergence

III.9.1.2 Sous-relaxation

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

Il n'existe pas des règles générales concernant des meilleures valeurs des coefficients de sous-relaxation, mais il existe des recommandations pour chacune des grandeurs, généralement basé sur des connaissances empiriques.

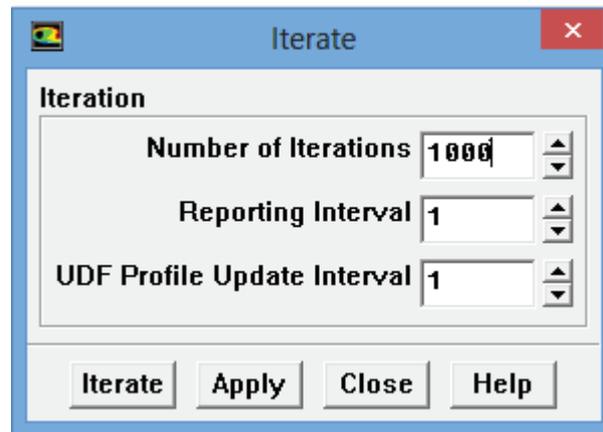


Figure. III.16 : nombre des itérations

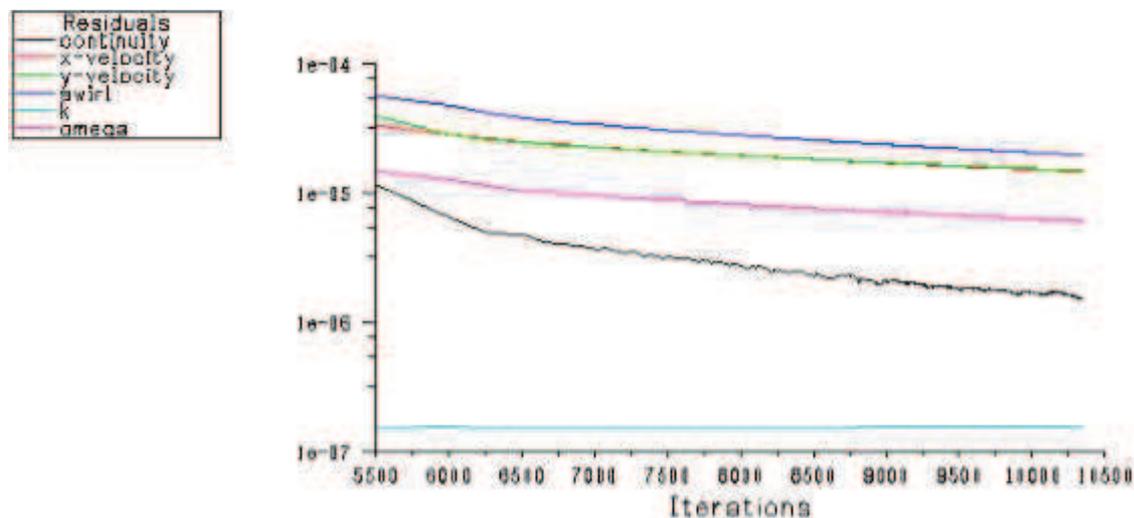


Figure. III.17: Allures de l'évolution des résidus de calcul.

III.9.2. Post-processeur "FLUENT"

Le Post-processeur permet de visualiser les différents résultats à l'écran (champs de vitesse, champs de température, ligne de courant ...etc.).

III.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons élaboré les hypothèses considérées dans notre travail. Nous avons ainsi, défini les méthodes numériques d'une part, et la présentation du code de calcul d'autre part.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les dernières étapes de notre processus CFD, à savoir le calcul numérique de la solution, la visualisation des résultats et la validation

Chapitre IV

Résultats et discussion

IV .1.Introduction

Dans ce chapitre on va simuler l'écoulement entre deux disque tournant à l'aide d'un code de calcul CFD « Fluent » et présenter les résultats numérique pour un modèle de deux dimensions.

IV .2.Domain d'étude

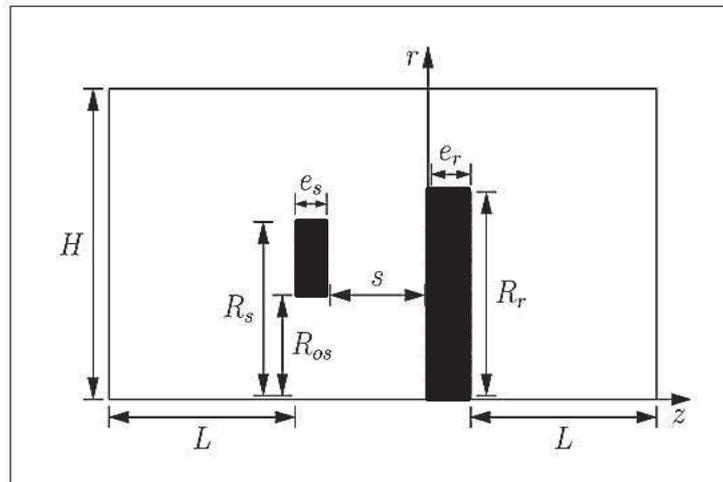


Figure IV-01: Géométrie du problème [26]

$R_r=310\text{mm}$, $R_s=284\text{mm}$, $e_r=45\text{mm}$, $e_s=6\text{mm}$, $R_{os}=176\text{mm}$, $H=5R_s$, $L=4R_r$

IV .3.Maillage

Pour la discrétisation spatiale un maillage structuré, composé de cellules quadratiques est utilisé afin de minimiser la diffusion numérique. Le maillage est non uniforme dans les directions axiale et radiale afin de prendre en compte les zones de forts gradients où les cellules sont raffinées près des parois et dans l'espace inter-disques. Au voisinage des parois du rotor et du stator un maillage de type couche-limite est utilisé afin de capturer finement le comportement de l'écoulement dans ces régions. Dans la mesure du possible nous avons essayés de maintenir une distribution identique des cellules de calcul entre les différents cas mais des ajustements ont été nécessaires pour tenir compte de l'augmentation du nombre de Reynolds et de l'espacement G. Pour chaque cas étudié le maillage est très raffiné près des parois de façon à avoir suffisamment de points dans la couche limite en garantissant que la première couche de cellules dans la direction normale à la paroi est à $y^+ < 5$.

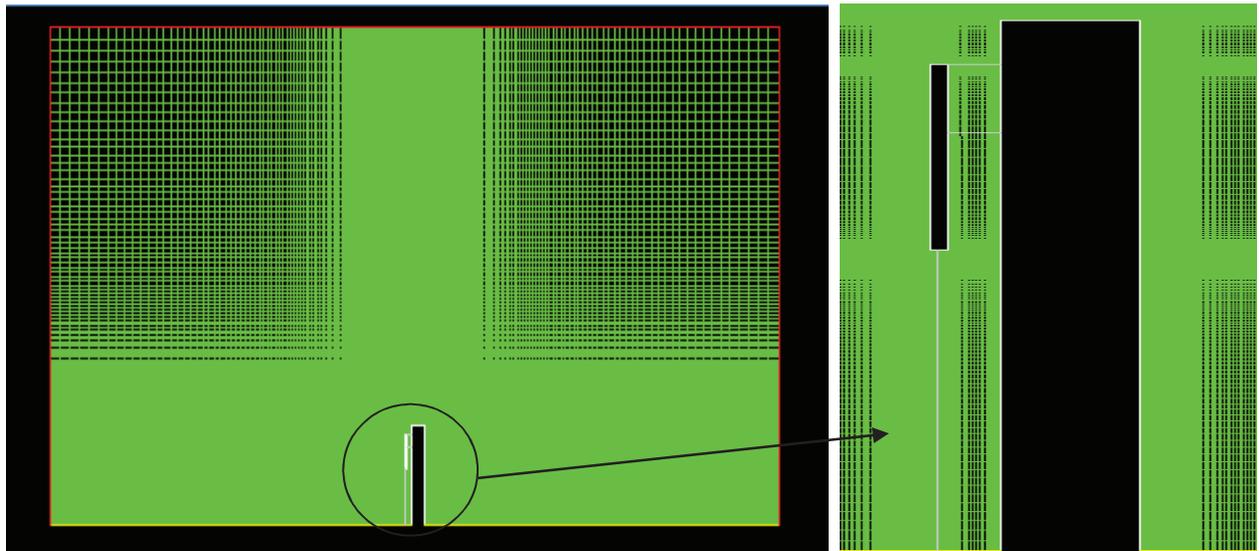


Figure IV-02: maillage utilisé (structure non uniforme)

IV .4.Validation

Nous avons fait une comparaison entre notre travail et les travaux de François BEAUBERT [26] pour la même configuration. Les résultats numériques basés sur l'évolution suivant $z^*=z/s$ des vitesses moyennes tangentielles u_θ et radiales u_r pour différentes positions radiales $r^*=r/R_s$. On trouve une bonne concordance entre notre travail et les travaux de François BEAUBERT pour $r^*=1$ et $r^*=0.86$ et $G = 0.06$ et $Re = 6.7 * 10^5$ pour $y^+ < 5$ on prend $y^+ = 1 * 10^{-5}$ m

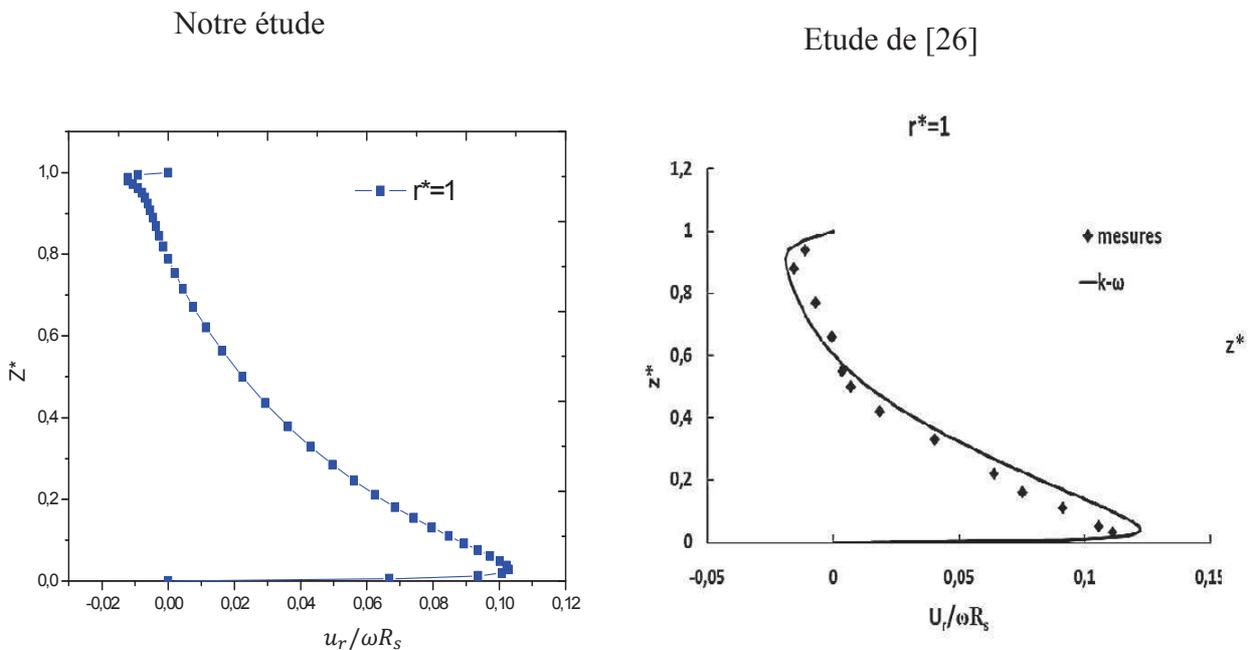


Figure IV-3 : Distribution axiale de u_r en $r^*=1$ et $G = 0.06$ et $Re = 6.7 * 10^5$.

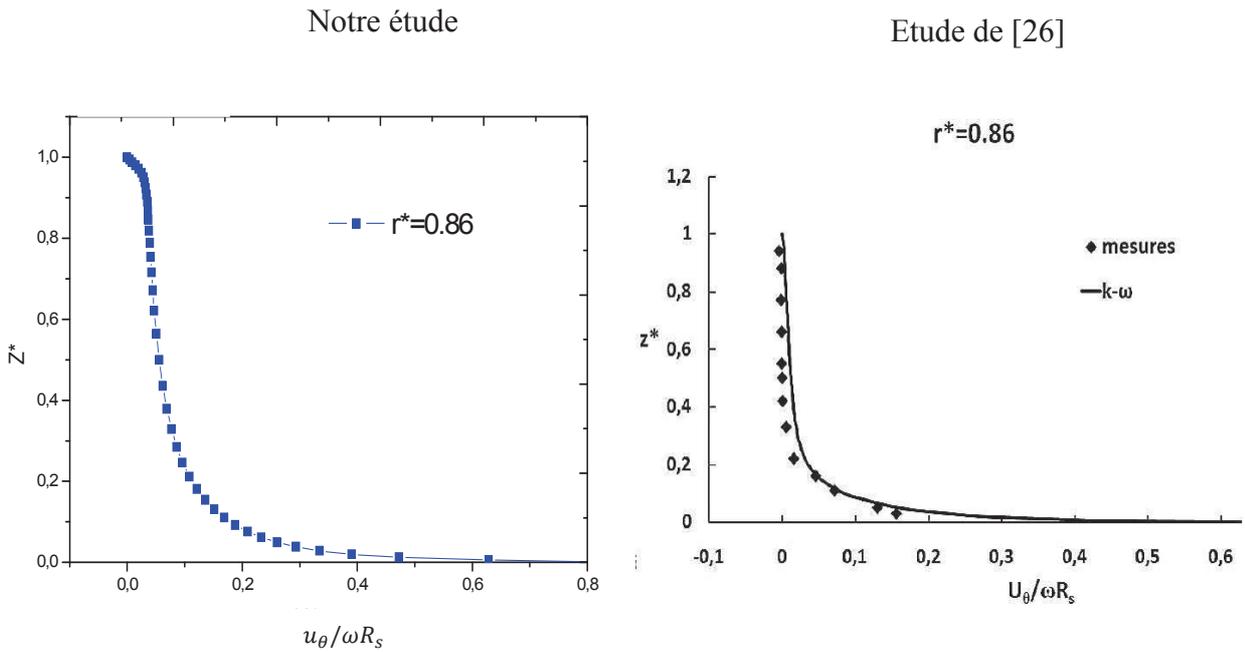


Figure IV-04: Distribution axiale de u_θ en $r^*=0.86$ et $G = 0.06$ et $Re = 6.7 * 10^5$.

IV .5.1 les contours de (pression, lignes de courants, contour d'énergie cinétique de turbulence) au niveau de rotor stator

Comme premier test de simulation on va contrôler l'évolution de la pression entre rotor et le stator (Figure IV-05) sachant que les valeurs de la pression reste faible de l'ouverture d'aspire jusqu'à la surface de contact rotor stator, et après la pression augmente à la sortie de fluide à une valeur de $2,59.10^{-1}$ pas. Et la même remarque pour les lignes de courants présente dans la (Figure IV-06).

IV .5.1.1.contours de pression

Le résultat obtenu dans le contour de pression présente la distribution de la pression sur le rotor et le stator.

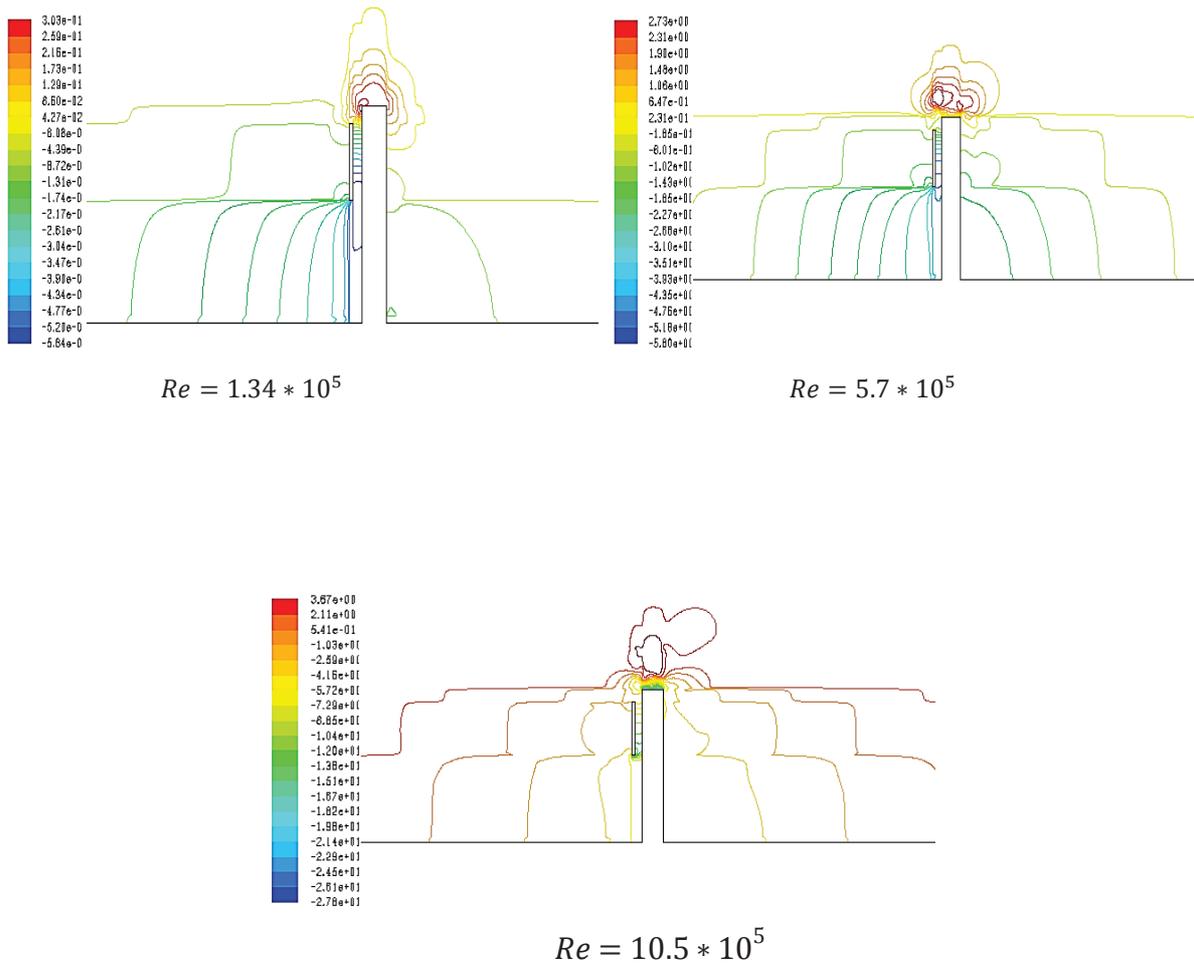
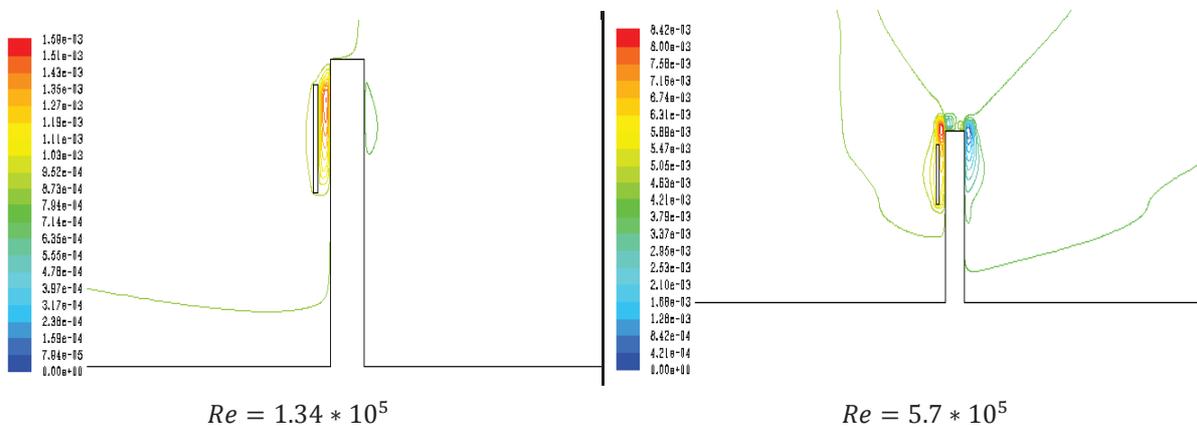


Figure IV-05 : contour de pression au niveau de rotor stator

IV .5.1.2. Contours des lignes de courants

Le contour des lignes de courant présente la structure de l'écoulement entre le rotor et le stator.



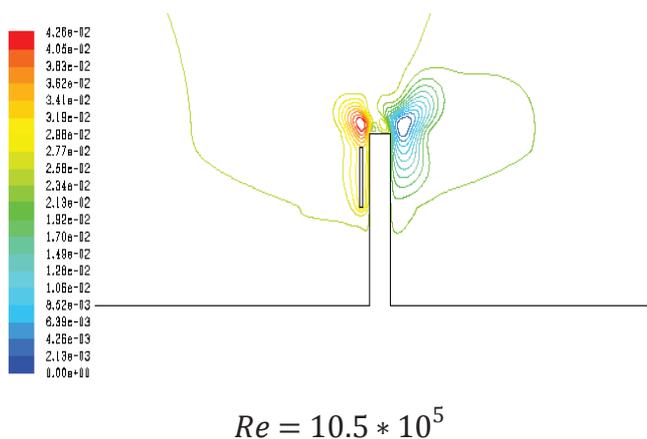
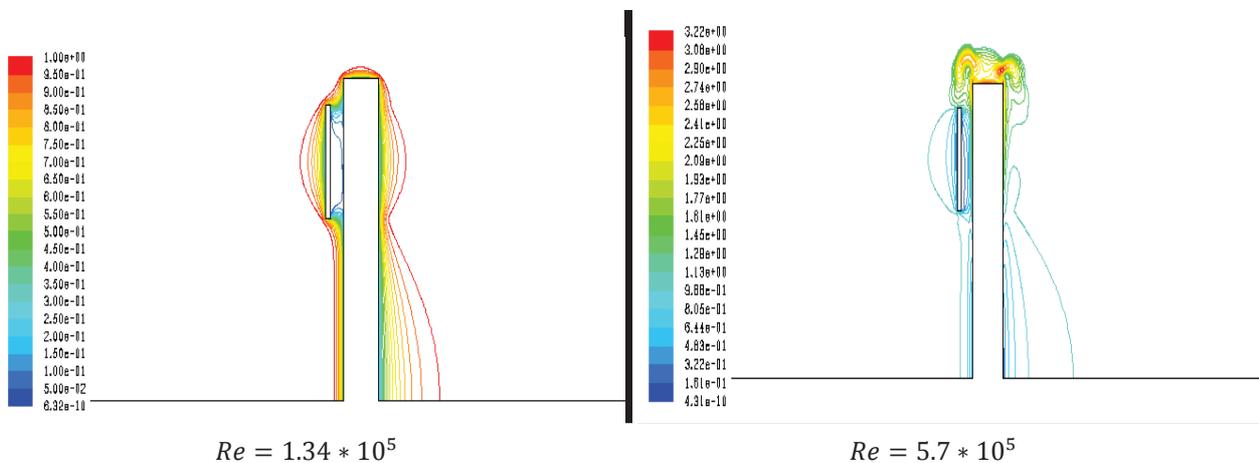


Figure IV-06 : contour des lignes de courants au niveau de rotor stator

IV .5.1.3. Contours d'énergie cinétique de turbulence

Le contour de la d'énergie cinétique de turbulence est présente les effets de la turbulence autour de rotor et le stator et les couche limite



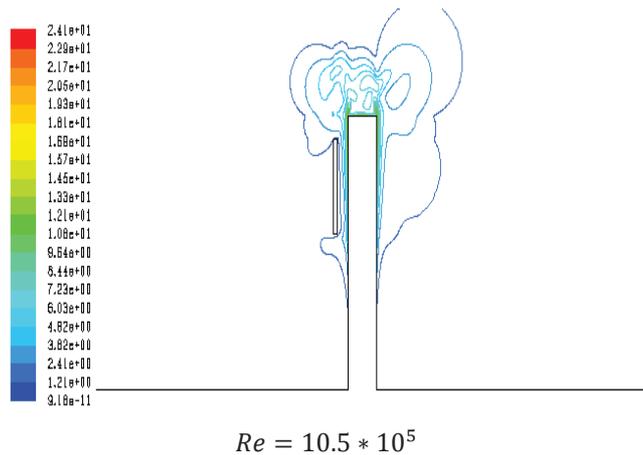


Figure IV-07 : contour d'énergie cinétique de turbulence au niveau de rotor stator

L'écoulement de fluide entre les deux disques menés par une force centrifuge, variant comme le carré de la vitesse de rotation, est donc plus faible au côté stator que sur le côté rotor. Ce déséquilibre induit un écoulement de recirculation vers le centre au stator, par conservation de la masse, vers l'extérieur dans le côté rotor. Cette circulation centripète du fluide porte le nom de couche de Bödewadt, La zone de fluide ralenti par le frottement sur la paroi porte le nom de couche limite, joue un rôle clé en turbulence. Son épaisseur est la distance sur laquelle la rotation imposée est diffusée sous l'effet de la viscosité dans les couches intermédiaires du fluide, dans ce problème on peut supposer l'existence de deux couches limites, centrifuge au voisinage du disque le plus rapide (rotor) et centripète près du stator le disque le plus lent (immobile). Le mouvement de fluide se trouve freiné au voisinage de la paroi immobile, sur une épaisseur de l'ordre de l'épaisseur de couche limite), et c'est sur cette même épaisseur que prend place l'écoulement de recirculation centripète. Chaque disque tourne avec sa propre vitesse angulaire, donc il y a Ωr et $\Omega s=0$. donc nous avons un écoulement contrarotatif, qui donne lieu à des phénomènes bien plus compliqués.

IV .5.2. Les profils des vitesses

Les résultats des simulations sont comparés aux de [4] et [26]

L'étude de la distribution axiale de la vitesse moyenne tangentielle u_θ (Figure IV-08) et la vitesse moyenne radiale u_r (Figure IV-09) dans l'entrefer montre qu'il n'existe pas de cœur en rotation quasi solide séparant les couches limites du rotor et du stator. Le cœur est caractérisé par une vitesse radiale nulle et une vitesse tangentielle proportionnelle à la vitesse locale du disque ω .

Et Les résultats des vitesses radiale (Figure IV-10) et tangentielle (Figure IV-11) Comme ($u_\theta \rightarrow 0$ et $u_r > 0$ partout) alors la structuration de l'écoulement est de type **Stewartson**.

Profils des vitesses moyenne tangentielle, pour $G = 0.06$ et déferant valeur de Re à $r^*=1$ et $r^*=0.86$

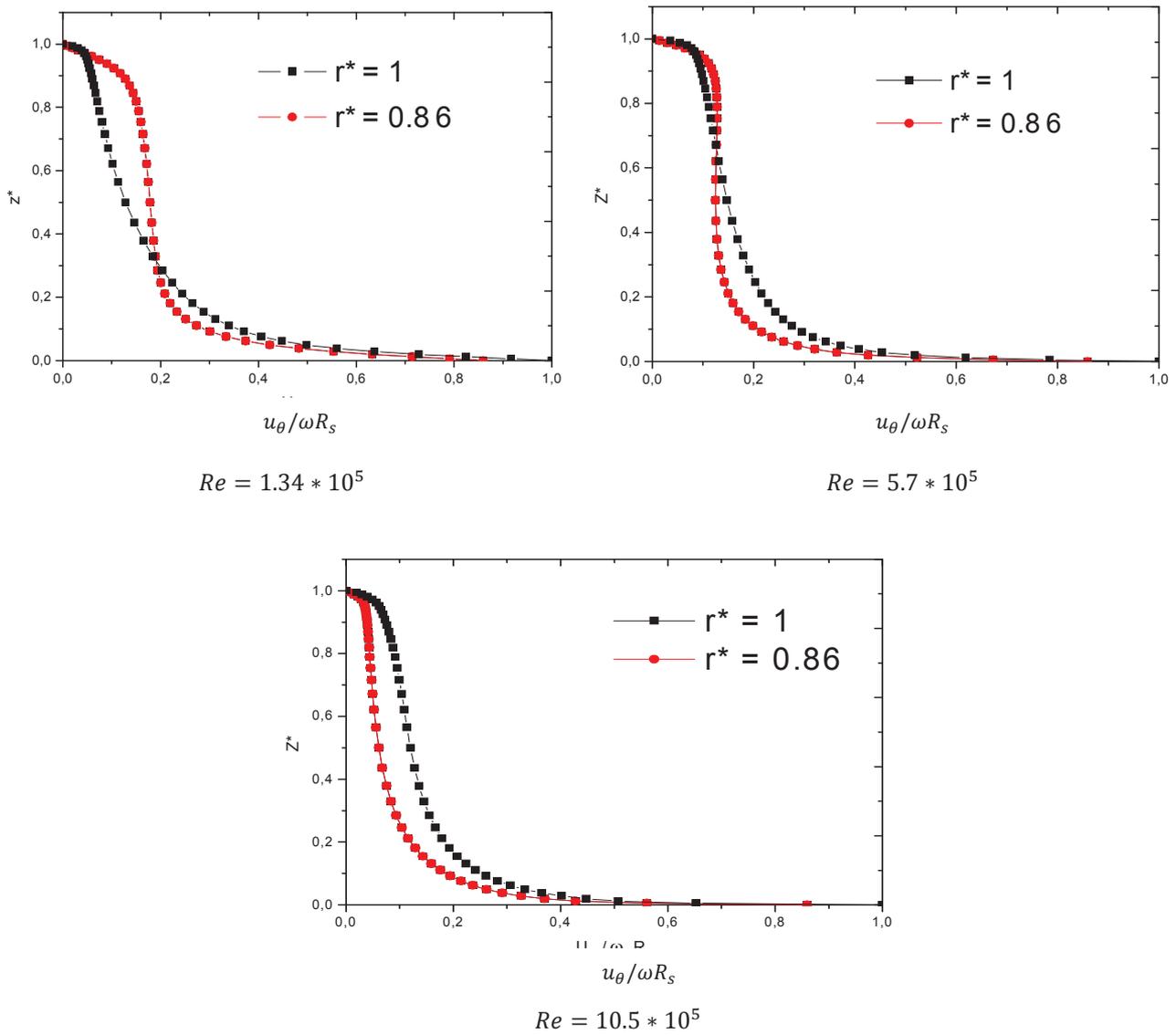


Figure IV-08 : Distribution axiale de la vitesse moyenne tangentielle

Profils des vitesses radial moyenne, pour $G = 0.06$ et déferant valeur de Re à $r^*=1$ et $r^*=0.86$

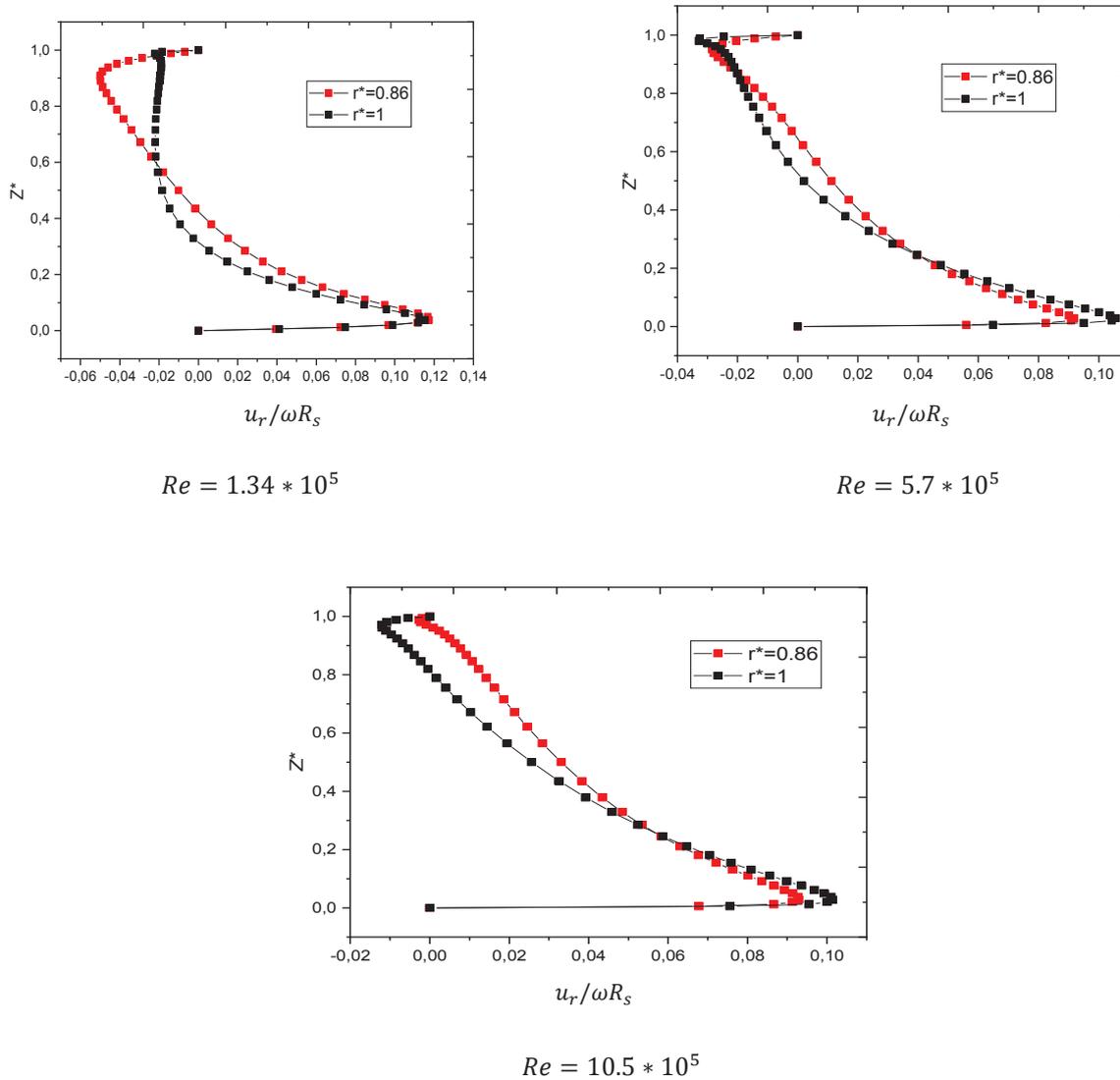
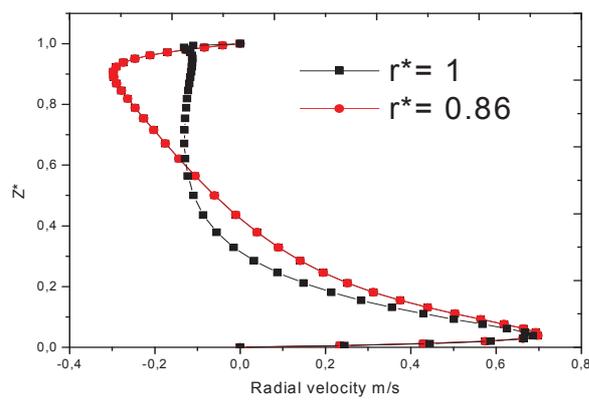
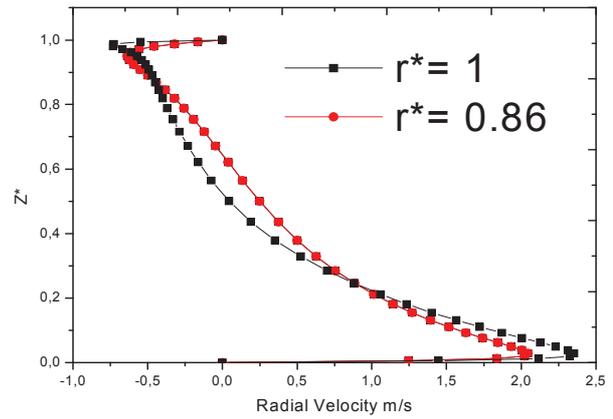


Figure IV-09 : Distribution axiale de la vitesse moyenne radiale

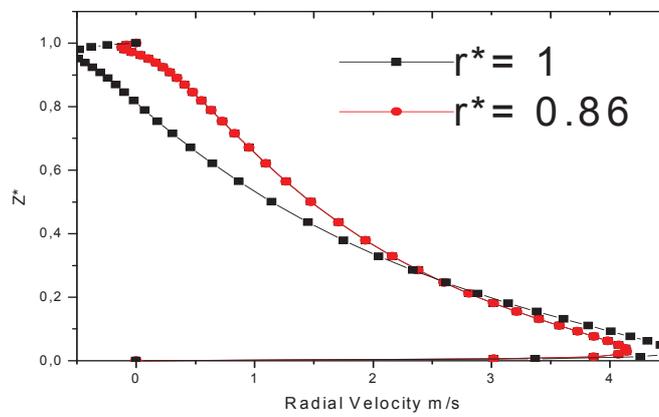
Profils des vitesses radiale, pour $G = 0.06$ et déferant valeur de Re à $r^*=1$ et $r^*=0.86$



$Re = 1.34 \times 10^5$



$Re = 5.7 \times 10^5$



$Re = 10.5 \times 10^5$

Figure IV-10 : Distribution axiale de la vitesse radiale

Profils des vitesses tangentielle, pour $G = 0.06$ et déferant valeur de Re à $r^*=1$ et $r^*=0.86$

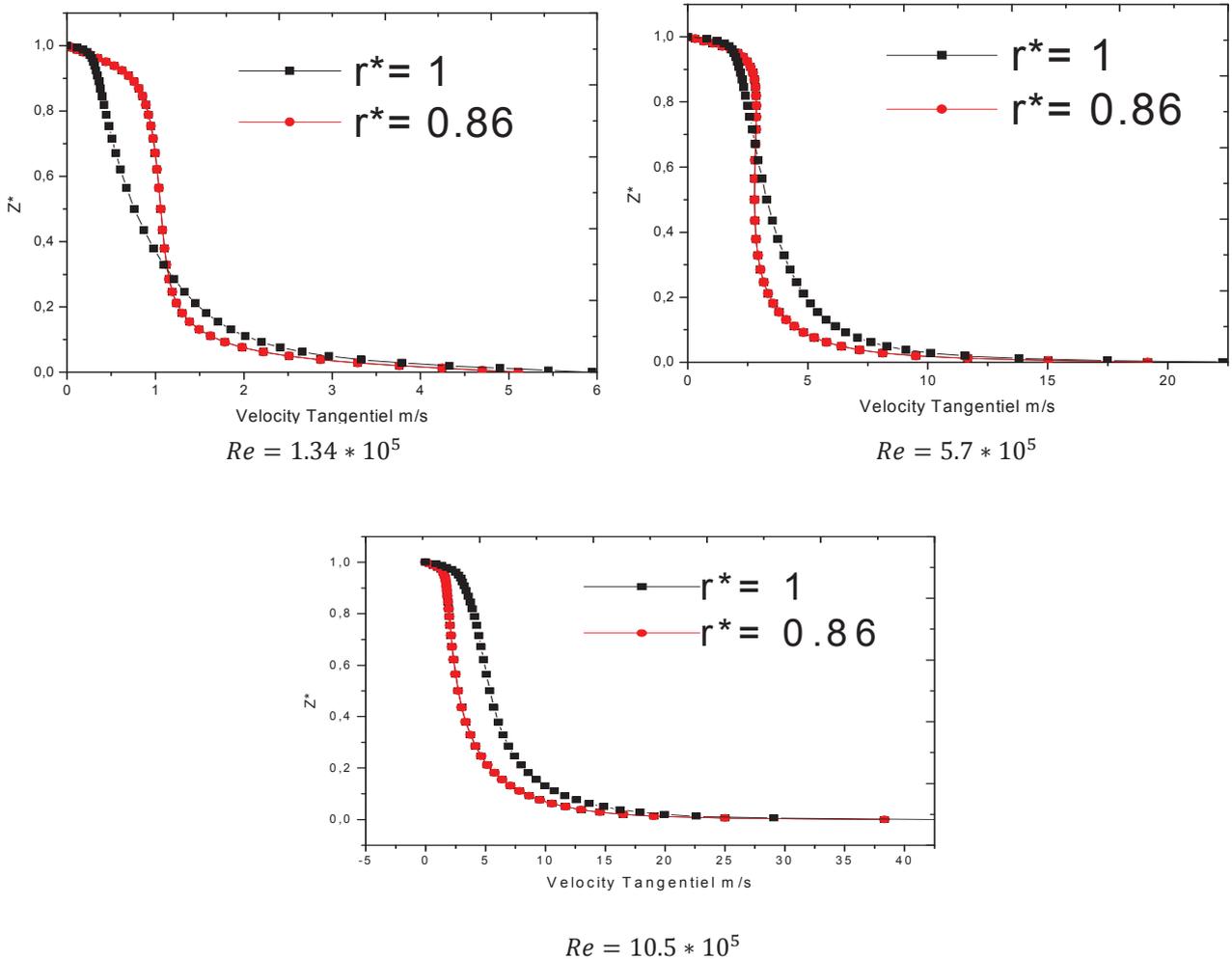


Figure IV-11: Distribution axiale de la vitesse tangentielle

Conclusion

Dans ce travail nous avons simulé par une approche volume finis l'écoulement dans une configuration rotor-stator non confinée de type discoïde avec une ouverture centrale sur le stator. La comparaison des profils de vitesses radiales et tangentielles avec des résultats de [26] montre que le modèle de turbulence $k-\omega$ permet de reproduire fidèlement l'écoulement. Cette étude présente ensuite les champs moyens et turbulents et les nombres de Reynolds et l'influence de la vitesse de rotation la structure de l'écoulement de type de **Batchelor** à deux couches limites séparées et celle d'un écoulement de type **Stewartson**.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail est consacré à l'étude des écoulements entre les disques tournant. L'étude est basée sur le système d'équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible nous avons calculé par une approche volume finis l'écoulement dans une configuration rotor-stator non confinée avec une ouverture centrale sur le stator. La comparaison des profils de vitesses radiales et tangentielles avec des résultats expérimentaux montre que le modèle de turbulence $k-\omega$ permet de reproduire fidèlement l'écoulement. Cette étude présente ensuite l'influence de la vitesse de rotation et de la distance inter-disques sur la structure de l'écoulement dans l'entrefer. Pour $G=0.06$.

Il est recommandé dans les futurs travaux d'étudier l'écoulement engendré par deux disques tournants en configuration tridimensionnelle.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] W.Ekman. "On the influence of the Earth's rotation on ocean currents", Ark. Math. Astr .Fys. Vol 2, pp 1-52., 1905.(ETUDE NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT TOURNANT AVEC TRANSFERT DE CHALEUR SOUS L'EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE - MAHFOUD Brahim-2009.)
- [2] F. Moisy, T. Pasutto, G. Gauthier, P. Gondret et M.Rabaud. "Instabilités spirales entre disques tournants", Laboratoire FAST, Orsay.. (ETUDE NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT TOURNANT AVEC TRANSFERT DE CHALEUR SOUS L'EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE - MAHFOUD Brahim-2009.)
- [3] G. Gauthier, P. Gondret et M. Rabaud. "structure de l'écoulement entre deux disques tournants", XVème Congrès Français de Mécanique Nancy. 7 Septembre 2001. (ETUDE NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT TOURNANT AVEC TRANSFERT DE CHALEUR SOUS L'EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE - MAHFOUD Brahim-2009.)
- [4] Marie-Pierre Chauve, Roland Schiestel, Anthony Randriamampianina & Patrice Le Gal - Sur les Ecoulements de Disque Tournant- *Marseille, 31 mai – 1 juin 2007*
- [5] Th.V.Karman. "Über laminaire und turbulente Reibung,Zeitschr" .Angew.Math.Mech. Vol. 4, pp.233-252, 1921.
- [6] Angew.Math.Mech. Vol. 4, pp.233-252, 1921.
- [7] P.j. Zandbergen et D.Dijkstra. "Von Karman swirling flows",Ann,Rev, Fluid Mech. Vol.19 ,pp.465-491, 1987
- [8] L.v.Wijngaarden. "On multiple solutions and other phenomena in rotatings and other phenomena in rotating fluids" , Fluid Dynam.Trans. Vol. 12.1985
- [9] P.j. Zandbergen et D.Dijkstra. "Von Karman swirling flows",Ann,Rev, Fluid Mech. Vol.19 ,pp.465-491, 1987
- [10] S. Harmand, J. Pellé, S. Poncet³, Shevchuk Review of fluid flow and convecti
- [11] Eric Séverac*, Sébastien Poncet*+, Eric Serre*, Marie-Pierre Chauve Large Eddy Simulation and experimentation in anenclosed rotor-stator. ve heat transfer within rotating disk cavities with impinging jet.
- [12] A. Yu. Gelfgat, P. Z. Bar-Yoseph et A. Solan, "Steady states and oscillatory instability of swirling flow in a cylinder with rotating top and bottom", Physics of Fluids, vol. 8, N°10, pp. 2614-2625, 1996.
- [13] J. M. Lopez et A. D. Perry, "Axisymmetric vortex breakdown. Part 3: Onset of periodic flow and chaotic advection", Journal of Fluid Mechanics, vol. 234, pp. 449-471, 1992.
- [14] CFD analyses of liquid flow characteristics in a rotor-stator reactor
- [15] J.L.Stevens, J.M.Lopez et B.J. Cantwell. "Oscillatory flow states in an enclosed cylinder with a rotating end wall" Journal of Fluid Mechanics.Vol.389, pp.101-118, 1999.

Bibliographie

- [16] M.C.Thompson et K.Hourigan. "The sensitivity of steady vortex breakdown bubbles in confined cylinder flows to rotating lid misalignment", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.496, pp.129-138, 2003
- [17] A. Yu. Gelfgat, P. Z. Bar-Yoseph et A. Solan, "Steady states and oscillatory instability of swirling flow in a cylinder with rotating top and bottom", *Physics of Fluids*, vol. 8, N°10, pp. 2614-2625, 1996.
- [18] Sébastien Poncet*, Marie-Pierre Chauve Instabilité d'une couche de cisaillement au-dessus d'un disque en rotation
- [19] Phase-Averaged Method Applied to Periodic Flow Between Shrouded Corotating Disks
- [20] S. Poncet, M.P. Chauve, R. Schieste, E. Serre, P. Le Gal et A. Randriamampianina. "Sur les Écoulements de Disques Tournants", *Laboratoire de Modélisation et Simulation Numérique en Mécanique-Génie des Procédés, UMR 6181, CNRS- Universités d'AixMarseille I, II & III (ETUDE NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT TOURNANT AVEC TRANSFERT DE CHALEUR SOUS L'EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE - MAHFOUD Brahim-2009.)*
- [21] J. Ortega-Casanova et R.Fernandez-Feria. "A numerical method for the study of non linear stability of axisymmetric flows based on the vector potentia", *Journal of Computational Physics I*. Vol. 227, 3307–3321, 2008.
- [22] Cui, X. "Cell pattern and stagnation ring of the flow driven by the counter-rotation in a fluid-filled cylinder", *Computers & Fluids*. Vol. 37, pp.135-145, 2008
- [23] Investigation on the Flow in a Rotor-Stator Cavity with Centripetal Through-Flow
- [24] R. Bessaih, Ph. Marty et M. Kadja, "Numerical study of disk driven rotating MHD flow of a liquid metal in a cylindrical enclosure", *Acta Mechanica*, vol. 135, pp. 153-167, 1999..
- [25] A. Kharicha, A. Alemany et D. Bornas, "Influence of the magnetic field and the conductance ratio on the mass transfer rotating lid driven flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 1997–2014, 2004
- [26] François BEAUBERT Étude numérique de la structure de l'écoulement dans un alternateur disco"ide d'une éolienne on 18 July 2014.
- [27] P. J. Zandbergen and D. Dijkstra. Von Karman swirling flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19:465-91, 1987
- [28] T. Von Karman. Ueber laminare und turbulente Reibung. *ZAMM*, 1:233-52, 1921.
- [29] H. Rasmussen. High Reynolds number for flow between two infinite rotating disks. *J. Aus. Math. Soc.*, 12:483-501, 1971.
- [30] P. J. Roache, computational fluid dynamics. albuquerque : hermosa publishers, 446 p.(isbn 0-913478-05-9).1982.
- [31] P. Buchmann. Modélisation numérique de la convection naturelle en cavité et d'écoulements libres de jets : application à la climatisation d'un local de grand volume.thèse présentée au conservatoire des arts et métiers, pagination multiple, 1995.
- [32] C. Theodosiu. modélisation des systèmes techniques dans le domaine des équipements des

Bibliographie

- bâtiments à l'aide des codes de type cfd. thèse soutenue devant l'insa de lyon, 161 p,2001.
- [33] JACQUES PADET 'Professeur Émérite à l'Université de Reims', Fluides en écoulement Méthodes et modèles, Seconde édition revue et augmentée, pp. 115-165 (10/1990). (Etude numérique de convection naturelle dans une enceinte fermée partiellement chauffée- TABET Sara-2007.)
- [34] DELLIL AHMED ZINEDDINE 'Professeur à l'université d'Oran 2 Ahmed Ben Ahmed', cours des équations de Navier – Stokes, pp. 1-84 (20122013) .(Etude numérique de convection naturelle dans une enceinte fermée partiellement chauffée-TABET Sara-2007.)