

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la recherche scientifique

UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA
Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : énergétique

Par :

ACHOUR Imad

AFFOUN Idris

Thème

**Etude de l'écoulement inter-disque d'un fluide
non-newtonien**

Soutenu le 13/10/2020 devant le jury composé de:

Mr. DJAMAA Amar

Président

Mr. NAIT BOUDA Faïçal

Rapporteur

Mr. ALLOUCHE Moussa

Examineur

Année Universitaire 2019/2020

Remerciement

*Nous remercions d'abord «**Dieu** » le tout puissant qui nous a aidé et donné le courage, la patience et la santé au cours de notre travail, c'est grâce à lui qu'on a fait ce travail malgré tous les obstacles. Nous tenons à remercier fortement nos chers parents qui sont toujours à nos côtés.*

*Nous devons également remercier notre encadreur **Mr NAIT BODA Faïçal**, qui a contribué à l'élaboration de ce modeste travail, avec ses conseils et ses critiques et sa disponibilité qui nous ont permis d'évoluer nos connaissances acquises et de les approfondir.*

Nous adressons aussi nos remerciements les plus sincères aux membres du jury, pour avoir accepté de juger et d'examiner notre travail.

Nous remercions aussi tous nos enseignants pour leurs efforts ainsi que les responsables pédagogiques. Enfin nous remercions tous nos amis

A vous tous on vous dit :

*«**MERCI** ».*

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail en premier lieu à mes très chers parent sen témoignage de ma reconnaissance envers le soutien, les sacrifices et tous les efforts qu'ils ont fait pour mon éducation ainsi que ma formation.

Je le dédie également à:

A mes chers frères et chers sœurs

A l'ensemble de mes ami(e) s,

A tous ceux qui ont une relation de prés ou de loin avec

la réalisation du présent mémoire

ACHOUR Imad

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail en premier lieu à mes très chers parent sen témoignage de ma reconnaissance envers le soutien, les sacrifices et tous les efforts qu'ils ont fait pour mon éducation ainsi que ma formation.

Je le dédie également à:

A ma chers sœur

A l'ensemble de mes ami(e) s,

A tous ceux qui ont une relation de prés ou de loin avec

la réalisation du présent mémoire.

Affoun Idris

Sommaire

Remerciements	i
Dédicaces	ii
Sommaire	iii
Table des figures	vii
Nomenclature	viii
Introduction Générale	1
Chapitre I :[Généralité et synthés bibliographique]	3
I.1. Ecoulement inter disques	3
I.2. Equations régissant le mouvement du fluide.....	4
I.3. Paramètres du problème	4
I.4. Rhéologie et comportements des fluides	5
I.5. Classification des fluides suivant leur comportement.....	6
I.5.1. Fluides newtonien	6
I.5.2. Fluides non newtonien	6
I.5.2.1. Modèle loi de puissance.....	7
I.5.2.2. Fluides non newtonien indépendant du temps	7
I.5.2.2.1. Fluide de Bingham	7
I.5.2.2.2. Fluide de Herschel-Bulkley	7
I.5.2.2.3. Fluide fluidifiant ou pseudo plastique.....	7
I.5.2.2. 4. Fluide dilatant ou rhéoépaississant	8
I.5.2.3. Fluides non newtonien dépendant du temps	8
I.5.2.3.1. Les fluides thixotrope	8
I.5.2.3.2. Les fluides antithixotropes	8
I.6. Synthèse bibliographique	9
Chapitre II :[Présentation du problème formulation mathématique et numérique]	12
II.1. Introduction	12

II.2.	position du problème	12
II.3.	Equations générales du mouvement	13
II.3.1.	Conservation de masse	13
II.3.2.	Conservation quantité de mouvement	13
II.4.	Mise en équations du problème	13
II.4.1.	Projection des équations sur les axes (r, θ, z)	14
II.4.1.1.	Équation de continuité	14
II.4.1.2.	Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)	14
II.4.2.	Hypothèses simplificatrices	14
II.4.2.1.	Equation de continuité	15
II.4.2.2.	Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)	15
II.4.2.3.	Conditions aux limites	15
II.5.	Formulation adimensionnelle	15
II.5.1.	Equation de la continuité	16
II.5.2.	Equation de quantité de mouvement (Navier-Stokes)	16
II.5.3.	Conditions aux limites adimensionnelles	16
II.6.	Procédure numérique	17
II.7.	Logiciel gambit	17
II.8.	Construction de la géométrie	17
II.9.	Le maillage	17
II.10.	Solver fluentI.	19
II.11.	Simulation sous Fluent	20
II.12.	Conclusion	21
Chapitre III :	[Résultats et discussions]	22
III.1.	Introduction	22
III.2.	Ecoulement d'un fluide newtonien	22
III.2.1.	Vitesse de rotation critique du disque mobile	27
III.3.	Ecoulement d'un fluide non newtonien	28
III.3.1.	Vitesse de rotation critique de disque mobile	33
III.4.	Commentaires.....	34
III.4.1.	Distribution de la vitesse	34

III.4.2. Variation de la vitesse	34
III.4.3. Vitesse de rotation critique	34
III.5. Conclusion.....	35
Conclusion Générale	36
Références Bibliographiques	37
Résumé

Table des figures

Fig.1.1. Ecoulement entre deux disques de rayon infini	3
Fig.1.2. Courbe comportement des différents fluides	5
Fig.1.3. Exemples des fluides non-newtonien (miel et crème)	6
Fig.2.1. Géométrie du problème	13
Fig.2.2. Géométrie du problème représenté sur logiciel gambit	18
Fig.2.3. Détail du maillage utilisé	19
Fig.2.4. Logiciel ANSYS fluent	19
Fig.2.5. Choix de l'écoulement axisymétrique	20
Fig.2.6. Choix des conductions aux limites	20
Fig.3.1. Distribution de la vitesse axiale pour un fluide newtonien.....	22
Fig.3.2. Distribution de la vitesse radiale pour un fluide newtonien	23
Fig.3.3. Distribution de la vitesse tangentielle pour un fluide newtonien	23
Fig.3.4. Variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien à la mi-hauteur	24
Fig.3.5. Variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien à la mi-hauteur	24
Fig.3.6. Variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien à la mi-hauteur	25
Fig.3.7. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien au mi-rayon	25
Fig.3.8 variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien au mi-rayon.....	26
Fig.3.9. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide newtonien au mi-rayon	26
Fig.3.10. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.03 \text{ rad/s}$ pour un fluide newtonien à la mi-hauteur	27

Fig.3.11. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour $\Omega_{1cr} = 1.03 \text{ rad/s}$ pour un fluide newtonien au mi-rayon	27
Fig.3.12. distribution de la vitesse axiale pour un fluide non newtonien.....	28
Fig.3.13 distribution de la vitesse radiale pour un fluide non newtonien	29
Fig.3.14 distribution de la vitesse tangentielle pour un fluide non newtonien	29
Fig.3.15. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur.....	30
Fig.3.16. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur	30
Fig.3.17. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur	31
Fig.3.18. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non newtonien au mi-rayon.....	31
Fig.3.19. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non newtonien au mi-rayon.....	32
Fig.3.20. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non newtonien au mi-rayon	32
Fig.3.21. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.4 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur	33
Fig.3.22. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.4 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien au mi-rayon.....	33

NOMENCLATURE

Symboles	Définition	Unité (SI)
A	: Rapport de forme : $a = H/R$,	-
H	: hauteur inter-disque	m
p	: Pression	Pa
R	: Rayon	m
Re	: Nombre de Reynolds : $Re = \frac{\Omega R^2}{\nu}$	-

Symboles grecs

μ	: viscosité dynamique	Kg/m.s
ν	: Viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
ρ	: Masse volumique	$kg m^{-3}$
Υ	: Le rapport des taux de rotation	-
$\dot{\gamma}$: La vitesse de cisaillement	$m s^{-1}$
τ	: Contrainte de cisaillement	-
Ω	: La vitesse de rotation	rad/s

Indices

K	: indice de consistance
N	: indice de comportement

Abréviations

RSM	: Reynolds stress model
-----	-------------------------

Introduction Générale

Introduction Générale

Les écoulements rotatifs sont très importants car ils se retrouvent dans les applications industrielles et domestiques. Pour une bonne performance, il est important de dimensionner correctement le rendement énergétique et la durée de vie des appareils en étudiant, par exemple, l'influence de leurs caractéristiques physiques et géométriques sur les différentes contraintes hydrodynamiques, thermiques et mécaniques qu'ils supporteront.

Le problème d'un écoulement dans un disque tournant a engendré de nombreux travaux depuis le début du siècle dernier. L'intérêt est d'abord théorique pour des géométries infinies, des solutions exactes en similitude des équations de Navier-Stokes peuvent être obtenues pour un écoulement de base laminaire, axisymétrique et stationnaire. Les écoulements se sont ensuite peu à peu complexifiés : écoulement entre deux disques parallèles infinies, géométries finies, turbulence, flux imposé.

Dans le présent travail nous avons fixé l'objectif de traiter le cas d'un écoulement confiné stationnaire et axisymétrique d'un fluide newtonien et un fluide non newtonien entre deux disques l'un d'eux est fixe et l'autre il tourne. En examinant l'aspect théorique à travers la présentation des équations de base (équation de conservation de la masse ou équations de continuité et équations de conservation de quantité de mouvements ou équations dynamiques), et les hypothèses de base.

Pour atteindre les différents objectifs nous avons organisé notre travail en trois chapitres :

- le premier chapitre illustre des notions fondamentales sur les écoulements inter-disques ainsi que les notions fondamentales des fluides newtoniens et fluides non-newtonien.
- le deuxième chapitre repose sur le positionnement du problème à étudier, et de développement des équations qui nous conduit à résoudre notre problème. Ainsi que le choix de la méthode de résolution et son application qui se termine avec les procédures suivi sous logiciel ANSYS fluent.

- le troisième chapitre est dédié à la présentation des différents résultats obtenus par la simulation.

Chapitre I
[Généralités et synthèse
bibliographique]

Généralités et synthèse bibliographique

I.1. Ecoulement inter disques :

L'écoulement entre deux disques (D_0, D_1) de rayon R est caractérisé par leurs vitesses de rotation (Ω_0, Ω_1), voir Fig.1.1. La rotation de disque joue un rôle important comme moteur de l'écoulement.

Pour étudier un tel écoulement, trois cas sont distingué :

- Le cas d'un des disques est fixe ($\Omega_0 = 0$) et l'autre est mobile ($\Omega_1 \neq 0$).
- Le cas ou les deux disques sont contrarotatifs avec une vitesse de rotation égale ($\Omega_0 = \Omega_1$) mais de sens opposés.
- Le cas ou les disques sont corotatifs avec une vitesse de rotation différente ($\Omega_0 > \Omega_1$).

Dans ce type d'écoulement en considère généralement que la distance entre les deux disques est petite devant le rayon.

On peut avoir un domaine ouvert ou bien confiné:

- Ouvert il ya une sortie de fluide aux extrémités.
- Confiné existence d'une paroi à la périphérie.

Ce type de problèmes est généralement axisymétrique, l'axe de symétrie étant l'axe z dans un repère cylindrique (r, θ, z).

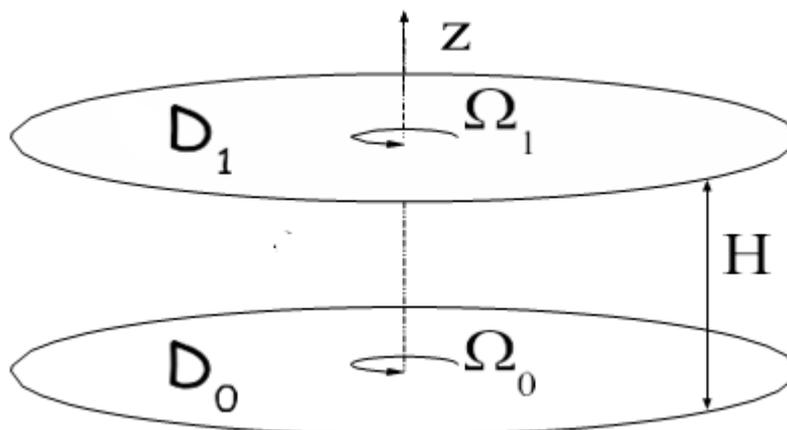


Fig.1.1. Ecoulement entre deux disques de rayon infini

I.2. Equations régissant le mouvement du fluide :

Dans la suite on cherche à décrire le mouvement d'une particule fluide repérée par ses coordonnées cylindriques (r, θ, z) .

La dynamique est décrite par les équations de Navier-Stokes qui, compte tenu des hypothèses d'incompressibilité et d'axisymétrie, s'écrivent de la façon suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + V \nabla U - \frac{V^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \nu (\Delta U - \frac{U}{r^2}) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \nabla U + \frac{UV}{r} = \nu (\Delta V - \frac{V}{r^2}) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + V \nabla W + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \nu \Delta W \quad (1.4)$$

Où

$$\vec{V} \nabla = U \frac{\partial}{\partial r} + W \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.5)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.6)$$

Avec

ρ ; La masse volumique.

ν ; La viscosité cinématique du fluide.

(U, V, W) ; les composantes radiale, tangentielle et axiale de la vitesse.

P ; La pression.

I.3. Paramètres du problème:

On considère le domaine fluide D compris entre deux disques (D_0, D_1) de rayon R , espacés d'une distance H .

Dans le cas de deux disques animés d'un mouvement de rotation différentielle caractérisé par les vitesses angulaire (Ω_0, Ω_1) des deux disques (D_0, D_1) .

L'écoulement dépend de six grandeurs physiques caractéristiques : $(R, H, \Omega_0, \Omega_1, \rho, \mu)$ qui se réduisent à trois paramètres :

- Le nombre de Reynolds R_{eH} avec $R_{eH} = \frac{\Omega_0 H^2}{\nu}$.

- Le rapport de forme a avec $a = \frac{H}{R}$.
- Le rapport des taux de rotation Υ avec $\Upsilon = \frac{\Omega_1}{\Omega_0}$.

I.4. Rhéologie et comportements des fluides :

L'objet de la rhéologie est de caractériser le comportement mécanique des matériaux en écoulement. Cette caractérisation est recherchée généralement sous la forme d'une relation mathématique entre les contraintes et les déformations du matériau que l'on appelle loi de comportement.

La loi de comportement s'écrit généralement sous la forme d'une relation entre la contrainte de cisaillement (τ) et la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) (c'est-à-dire le gradient de vitesse) :

$$\tau = f(\dot{\gamma}), \dot{\gamma} = \frac{du}{dy} \quad (1.7)$$

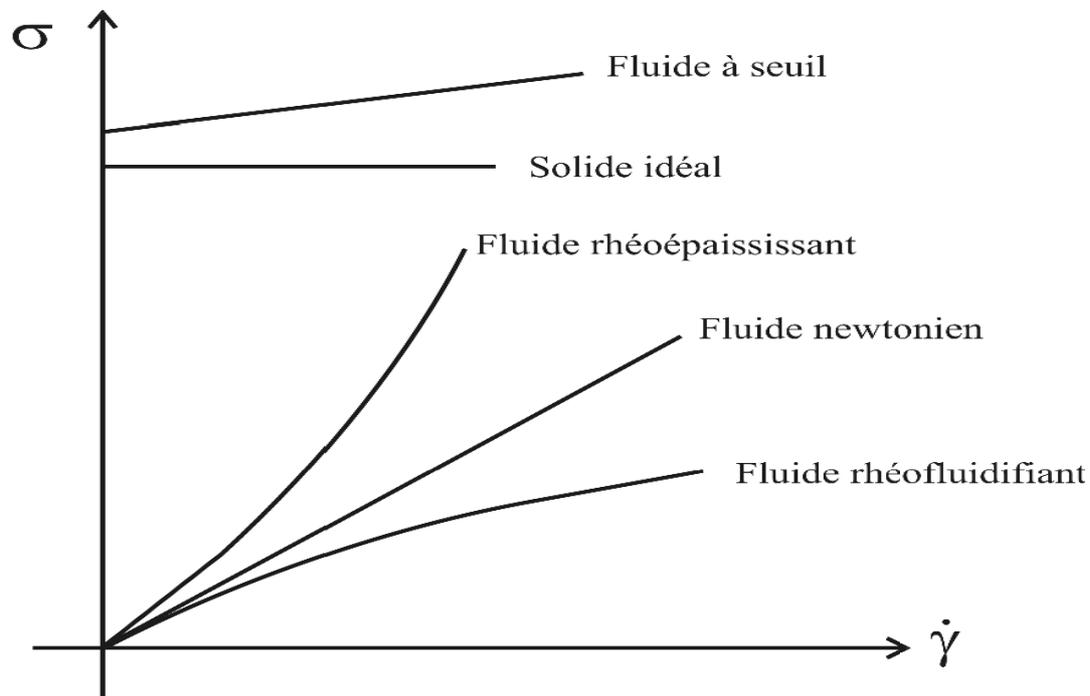


Fig.1.2. courbe comportement des différents fluides

I.5. Classification des fluides suivant leur comportement :

On peut classer deux types de fluides :

- Fluides newtoniens.
- Fluides non newtonien.

I.5.1. Fluides newtonien :

Pour un fluide newtonien, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$, le coefficient de viscosité μ est une constante :

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = cte \quad (1.8)$$

La viscosité μ est donc indépendante de la contrainte de cisaillement, et de la vitesse de déformation tant que le régime est laminaire.

I.5.2. Fluides non newtonien :

Un fluide est dit non newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses n'est pas une fonction linéaire du tenseur des taux de déformation. Autrement dit, lorsque sa vitesse de déformation n'est pas directement proportionnelle à la force qu'on lui applique.



Fig.1.3. exemples des fluides non-newtoniens (miel et crème)

I.5.2.1. Modèle loi de puissance :

La loi de puissance est un modèle mathématique simple permettant de modaliser facilement un fluide non-newtonien sans seuil en reliant la contrainte de cisaillement τ au temps de cisaillement. Il est défini par :

$$\tau = k. \dot{\gamma}^n \quad (1.9)$$

I.5.2.2. Fluides non newtonien indépendant du temps :

Ce sont des fluides dans le temps de cisaillement n'a pas d'influence sur leurs comportement.

I.5.2.2.1. Fluide de Bingham :

Ce sont des liquides qui ont besoin d'une contrainte critique pour s'écouler au dessous de laquelle il n'ya aucun cisaillement possible et au dessus de cette contrainte la courbe d'écoulement est une droite linéaire.

La loi qui régit ce genre de fluide s'appelle le modèle de Bingham :

$$\tau = \tau_0 + \mu_a \dot{\gamma} \quad (1.10)$$

Avec :

τ_0 : Contrainte seuil d'écoulement.

μ_a : Viscosité plastique de Bingham.

I.5.2.2.2. Fluide de Herschel-Bulkley :

La plupart des rhéogrammes des fluides viscoplastiques réels présentent un caractère rhéofluidifiant avec une contrainte critique, qui peut être représenté par la relation suivante :

$$\tau = \tau_0 + \mu_a \dot{\gamma}^n \quad (1.11)$$

I.5.2.2. 3. Fluide fluidifiant ou pseudo plastique :

Il représente la majorité des fluides non newtoniens, ce sont des fluides qui ont tendance à ce fluidifié avec l'augmentation de cisaillement, ce qui se traduit par une diminution de leur viscosité, représenté par la loi de puissance :

$$\tau = k\dot{\gamma}^n \quad \text{Avec } n < 1$$

k : Indice de consistance

n : Indice de comportement

La viscosité se calcule par la façon suivante :

$$\mu = k \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad (1.12)$$

I.5.2.2. 4. fluide dilatant ou rhéoépaississant :

Les fluides épaississants ou dilatants sont aussi régit par la loi de puissance sauf que pour cette catégorie de liquide l'indice d'écoulement est supérieure à 1 ($n > 1$). Ces fluides se rencontrent beaucoup plus rarement industriellement. Leur comportement se traduit par une augmentation de viscosité avec le cisaillement :

$$\tau = k \cdot \dot{\gamma}^n \quad \text{Avec } n > 1 \quad (1.13)$$

I.5.2.3. Fluides non newtonien dépendant du temps :

Certains fluides non newtoniens subissant une variation de leurs propriétés d'écoulement en fonction du temps de cisaillement auquel ils sont soumis. Leur comportement dépend de l'historique des contraintes qu'ils ont subis. Ils correspondent aux fluides de Boltzmann. On y distingue essentiellement les fluides thixotropes et les fluides antithixotropes.

I.5.2 3.1. Les fluides thixotrope :

Une substance est dite thixotrope quand sa viscosité diminue avec le temps de cisaillement. Ceci s'explique par une modification, une destruction partielle de la structure du fluide. Au repos, la viscosité se rétablit progressivement.

I.5.2. 3.2. Les fluides antithixotropes :

L'antithixotropie prend naissance quand l'agitation du liquide accroît la formation de structure au sein de celui-ci. Le terme de rhéopexie est aussi utilisé pour l'antithixotropes, la rhéopexie est un phénomène extrêmement complexe qui n'a guère été étudié. Dans ce type de fluides, il apparaît qu'un faible cisaillement est susceptible de favoriser la restructuration du produit.

I.6. Synthèse bibliographique :

[von Kármán] : a été le premier à considérer le problème d'un écoulement induit par un disque infini qui tourne dans un fluide au repos. Il a transformé les équations de Navier-Stokes en un système d'équations différentielles ne dépendant que d'une seule variable en supposant la vitesse axiale indépendante de la coordonnée radiale et en faisant la même hypothèse pour les deux autres composantes.

[Cochran. , 1934] : il a obtenue une solution numérique indique que le fluide est aspiré suivant l'axe de rotation du disque pour être rejeté radialement. Le disque joue alors le rôle d'un ventilateur centrifuge.

[Batchelor. , 1951] : à étudié deux nouveaux types d'écoulements. Le premier est constitué d'un disque tournant dans un fluide extérieur en rotation où la vitesse de fluide est inférieure à celle du disque. Le second est constitué d'un fluide entraîné par deux disques infinis parallèles et coaxiaux. Dans ce cas, il prévoit la formation d'une couche limite sur chacun des disques entre lesquelles le fluide tourne en rotation solide.

[Stewartson. , 1953] : a obtenu une solution différente pour les écoulements entre deux disques infinis, l'un fixe, l'autre en rotation. Il conclut, en s'appuyant sur un développement asymptotique à grand nombre de Reynolds, qu'il n'existe qu'une seule couche limite située sur le disque en rotation et que l'écoulement extérieur à ce domaine ne tourne pas du tout. De cette controverse historique découlent de nombreux travaux visant à vérifier l'une ou l'autre de ces solutions.

[Sébastien Poncet. , 2005] : il a étudié les écoulements de type rotor-stator soumis a un flux axial : de Batchelor à Stewartson, il a montré analytiquement, en reprenant l'analyse de Schlichting dans le cas d'un disque infini en rotation, que K dépend d'un coefficient local de débit C_{qr} qui est une fonction du flux Q , du taux de rotation Ω et de la position radiale r , selon une loi de puissance $5/7$ dont les deux coefficients sont déduits de l'expérience et dépendent uniquement du taux de pré rotation du fluide Kv . Dans ces expériences, Kv à été mesuré et vaut autour de 0.5, ce qui est proche de la valeur rencontrée dans la turbopompe à hydrogène liquide du moteur Vulcain ($Kv \cong 0.65$). L'espace inter-disque H ainsi que la géométrie en entrée de la cavité ne sont ici pas des paramètres pertinents pour déterminer K .

Cette loi a été confirmée numériquement par les prévisions du modèle **RSM** (Reynolds stress model) avec un bon accord par rapport aux mesures de vitesse. Les valeurs de K obtenues par mesures de vitesse ont été également comparées aux valeurs obtenues à partir des mesures de pression à travers l'équation de Navier-Stokes pour la composante radiale de la vitesse avec encore un bon accord entre les deux techniques. Dans une cavité fermée, K est constant et vaut environ 0.44. La présence de rugosité sur le rotor modifie naturellement le coefficient de frottement et donc modifie K qui augmente lorsque le rotor est un disque rugueux. En présence d'un flux centripète, K augmente pour des valeurs croissantes du flux et donc le gradient de pression radial augmente également. Lorsque K vaut 1, le fluide tourne à la même vitesse que le disque, un point d'arrêt apparaît et la couche d'Ekman du disque tournant disparaît. Il est à noter que le cœur de l'écoulement peut tourner jusqu'à près de trois fois plus vite que le disque. La loi est alors valide quelque soit la valeur du flux, tant que les couches limites sont turbulentes. Cette loi étant valide tant que l'écoulement est turbulent à couches limites séparées, elle a été étendue au cas avec faible flux centrifuge. Pour des flux centrifuges plus forts, l'écoulement devient de type Stewartson. Il est concentré dans la couche limite d'Ekman sur le rotor. Le cœur de l'écoulement et la couche limite de Bodewadt sur le stator ont disparu. L'écoulement est alors purement centrifuge et les lignes de courant deviennent parallèles aux disques.

[N. Cousin-Ritemard. , 1996] : elle a étudié la contribution à l'étude des instabilités des écoulements axisymétriques en cavité inter-disques de type rotor-stator, cette étude a concerne la structuration de l'écoulement stationnaire. Dans un premier temps, il semblait judicieux de replacer la famille des écoulements inter-disques dans le cadre des écoulements de similitude pour lesquels l'instabilité convective des couches limite a été mise en évidence. Puis, l'étude de la structuration de la solution stationnaire inter-disques permis de mettre en évidence les différents points suivants.

– l'épaisseur des couches limites du rotor et du stator est fonction de \sqrt{ReH} ou ReH est le nombre de Reynolds basé sur la hauteur.

– la zone de validité de la similitude est logiquement la zone qui ne subit pas l'influence des conditions aux limites. Elle est située près de l'axe $r^* \leq H$. La conséquence immédiate de cette localisation est que l'on ne peut donc pas déduire des résultats de stabilité pour la Configuration inter-disques à partir de résultats obtenus pour les écoulements de similitude puisque la zone d'instabilité est située sur le tiers moitié de la couche limite du stator.

– Entre la zone de similitude près de l'axe et la couche "limite" de recirculation de l'enveloppe extérieure elle a pu identifier une zone où les profils de vitesse se superposent selon une loi d'homothétie en fonction du rapport de forme.

Ces résultats prennent toute leur importance dans la mesure où ils mettent profondément en cause la pertinence d'une comparaison entre les solutions de similitude et la solution de l'écoulement inter-disques d'extension finie. De plus cette étude a révélé qu'un accord pouvait être trouvé sur le nombre de Reynolds que l'on doit définir puisque le Reynolds basé sur la hauteur d'entrefer pilote l'épaisseur des couches limites sur les disques et qu'il permet une meilleure description de la solution stationnaire en fonction du rapport de forme.

En parallèle à cette étude de la structuration des solutions stationnaires, elle a successivement mis en cause et examiné les sources de bruit susceptibles de déclencher l'instabilité convective de la couche limite du stator : le manque de résolution spatiale du au relâchement du maillage Gauss-Radau dans la direction radiale au milieu de la cavité et la singularité de la vitesse tangentielle à la jonction de l'enveloppe attachée au stator et du rotor.

Chapitre II

**[Présentation du problème &
formulation mathématique et
numérique]**

Présentation du problème & formulation mathématique et numérique

II.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la mise en équations du problème physique considéré en utilisant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ces dernières expriment des principes fondamentaux de la physique. On commence par l'écriture des équations sous leurs formes générales, puis on passera aux différents traitements de ces équations pour les adapter au cas étudié. Pour cela on doit prendre en considération les hypothèses simplificatrices nécessaires ainsi que les conditions aux limites associées.

la procédure numérique, consiste à définir le modèle géométrique, puis la discrétisation du domaine, c'est-à-dire le maillage du domaine suivant les propriétés de la géométrie et de l'écoulement. finalement on cherche la méthode convenable pour la résolution du problème

II.2. position du problème :

On se propose d'étudier le comportement dynamique d'un fluide, newtonien ou non newtonien, confiné entre deux disques (D_0, D_1) en parallèles, de diamètre \mathcal{D} (de rayon R), et d'une hauteur H .

- Le disque D_0 est fixe ($\Omega_0 = 0$).
- Le disque D_1 est mobile (il tourne avec une vitesse de rotation Ω_1).

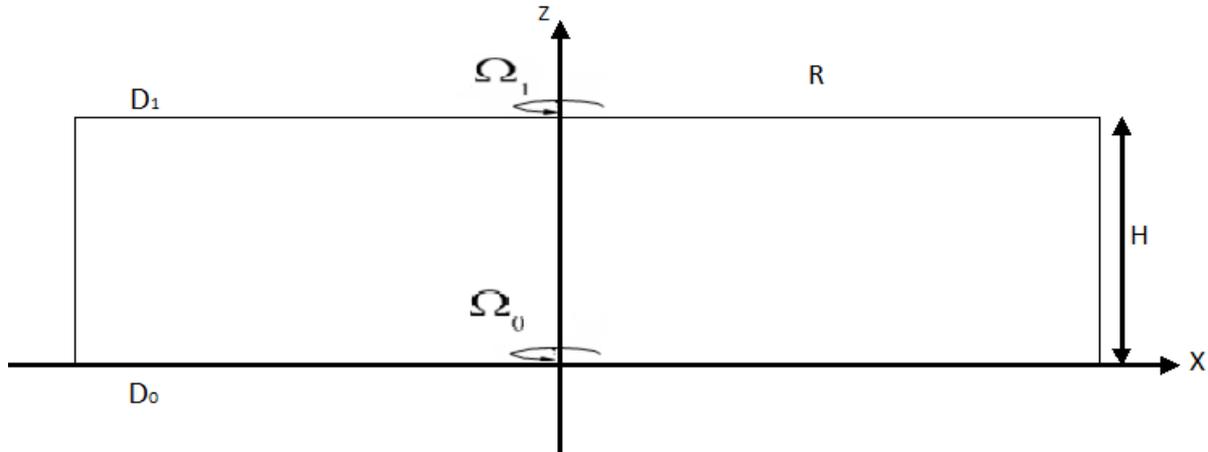


Fig.2.1. Géométrie du problème

II.3. Equations générales du mouvement :

Le traitement du comportement dynamique du fluide envisagé fait appel aux équations du mouvement déduites des principes de conservation de la masse, et de la quantité de mouvement.

II.3.1. Conservation de masse :

Le fluide est conservatif, sa masse reste constante dans le cas d'absence de sources ou de puits de matière. L'équation de conservation de la masse est donnée par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.1)$$

II.3.2. conservation quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V} = \vec{F} - \nabla \cdot p + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (2.2)$$

Où :

p : Est la pression,

F : Représente le vecteur des forces extérieures appliquées au fluide (forces volumiques).

II.4. Mise en équations du problème :

On exprimera les équations dans un système de coordonnées cylindriques :

- Coordonnées (r, θ, z) ;

- Vitesse (U, V, W) ;

II.4.1. projection des équations sur les axes (r, θ , z) :

II.4.1.1. Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r U)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho V)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho W)}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

II.4.1.2. Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes) :

Suivant r :

$$\rho \left[\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{V^2}{r} + W \frac{\partial U}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\rho} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] + \rho g_r \quad (2.4)$$

Suivant θ :

$$\rho \left[\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} - \frac{UV}{r} + W \frac{\partial V}{\partial z} \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right] + \rho g_\theta \quad (2.5)$$

Suivant z :

$$\rho \left[\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial W}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right] + \rho g_z \quad (2.6)$$

II.4.2. Hypothèses simplificatrices :

- Fluide visqueux
- Ecoulement axisymétrique.
- Régime stationnaire.
- Forces de pesanteurs négligées

Compte tenu de l'ensemble des hypothèses énoncées précédemment et après projection des équations suivant les coordonnées cylindriques (r, θ , z), Les équations de conservation qui régissent l'écoulement s'écrivent comme suit :

II.4.2.1. Equation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2.7)$$

II.4.2.2. Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes) :

Suivant r :

$$U \frac{\partial U}{\partial r} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] \quad (2.8)$$

Suivant θ :

$$U \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{UV}{r} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} + \nu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \right] \quad (2.9)$$

Suivant z :

$$U \frac{\partial W}{\partial r} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right] \quad (2.10)$$

II.4.2.3. Conditions aux limites :

Disque fixe :

$$z = 0 \quad 0 \leq r \leq R \quad (U, V, W) = 0$$

Disque mobile :

$$z = H \quad 0 \leq r \leq R \quad r \leq R \leq 0 \quad U = 0 \quad W = 0 \quad V = \Omega_1 R$$

Paroi extérieure

$$0 \leq z \leq H \quad r = R \quad (U, V, W) = 0$$

II.5. Formulation adimensionnelle :

Pour rendre les équations mathématiques régissant notre problème sous forme adimensionnelles, il est nécessaire de réécrire toutes les équations et les conditions aux limites en fonction des grandeurs adimensionnelle.

Le choix des nombres adimensionnel se fait à partir des paramètres de référence qui caractérisent l'écoulement ou le fluide.

Dans notre cas, ces grandeurs caractéristiques sont :

R : rayon de disque.

Ω_1 : La vitesse de rotation de disque mobile.

H : hauteur entre les deux disques.

$$U = \frac{U}{\Omega_1 R} ; \quad V = \frac{V}{\Omega_1 R} ; \quad W = \frac{W}{\Omega_1 R} ; \quad P = \frac{P}{\rho \Omega_1^2 R^2} ; \quad Z = \frac{Z}{R} ; \quad r^* = \frac{r}{R} .$$

Les équations de conservation qui régissent notre écoulement deviennent :

II.5.1. Equation de la continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial r^*} + \frac{U}{r^*} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (2.11)$$

II.5.2. Equation de quantité de mouvement (Navier-Stokes) :

Suivant R :

$$U \frac{\partial U}{\partial r^*} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial p}{\partial r^*} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial U}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right] \quad (2.12)$$

Suivant θ :

$$U \frac{\partial V}{\partial r^*} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial(rV)}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \right] \quad (2.13)$$

Suivant Z :

$$U \frac{\partial W}{\partial r^*} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 W}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial W}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right] \quad (2.14)$$

Nous avons un système à quatre équations et quatre inconnues (U, V, W, P), caractérisé par les nombres adimensionnelle suivants :

$Re = \frac{\Omega_1 R^2}{\nu}$: Nombre de Reynolds qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, ce nombre sans dimension.

En défini le rapport de forme (H/R) Comme paramètre géométrique égale (1/20).

II.5.3. Conditions aux limites adimensionnelles :

Disque fixe :

$$Z = 0 \quad (U, V, W) = 0$$

Disque mobile :

$$Z = \frac{H}{R} \quad U = 0 \quad W = 0 \quad V = r^*$$

Paroi extérieure :

$$0 < Z \leq \frac{H}{R} \quad r^* = 1 \quad (u, v, w) = 0$$

II.6. Procédure numérique :

Dans la simulation numérique, la première étape consiste à définir le modèle géométrique représentant le domaine sur lequel la solution numérique devra être calculée. On procède ensuite à la discrétisation du domaine, c'est-à-dire le maillage du domaine suivant les propriétés de la géométrie et de l'écoulement. Par la suite, on choisit un schéma de discrétisation approprié pour chaque terme du système. Une fois les équations sont discrétisées, on cherche la méthode convenable pour la résolution du système d'équations algébriques résultant.

II.7. Logiciel gambit :

C'est un pré processeur intégré pour l'analyse en CFD (Computation Fluide Dynamics). 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. Il permet de créer plusieurs types de maillage suivant la géométrie et de spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outil de création, génération, vérification de maillage du modèle étudié.

II.8. Construction de la géométrie :

La finalité de la construction de la géométrie est de définir le domaine de calcul qui sera caractérisé par des faces dans un problème en deux dimensions, pour ce là on a tracé une géométrie qui caractérise notre problème.

Pour cette géométrie on a pris :

Le rayon $R=0.2m$

La hauteur $H=0.01m$

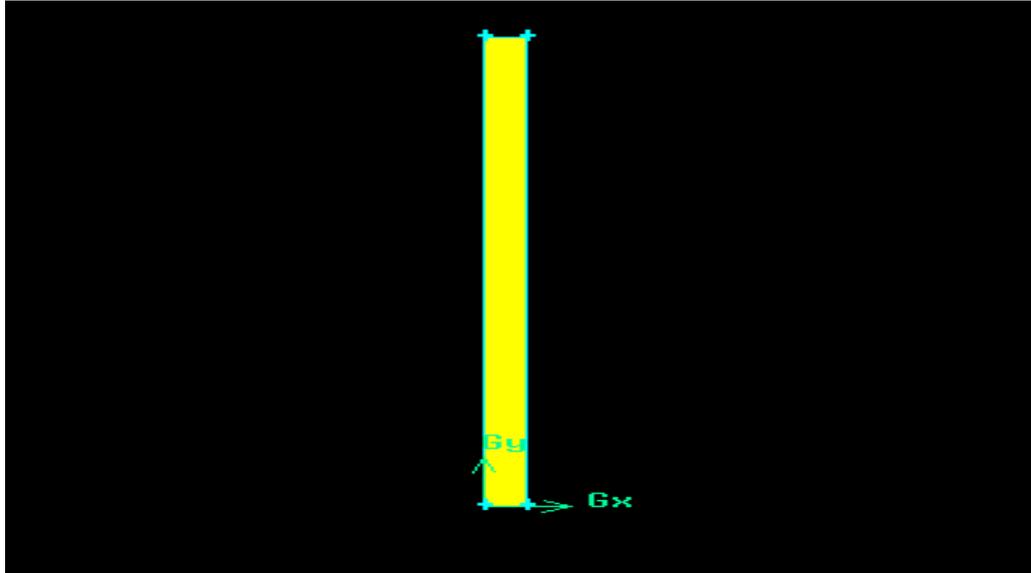


Fig.2.2. Géométrie du problème représenté sur logiciel gambit

II.9. Le maillage :

Le maillage est la discrétisation spatiale d'un milieu continu, ou aussi, une modélisation géométrique d'un domaine par des éléments proportionnés finis et bien défini dans l'optique d'une simulation numérique ou d'une représentation graphique.

il est principalement caractérisé par sa dimension (2D ou 3D), son volume totale (nombre de cellule) et les géométrie des cellules (en 2D : triangle quadrilatères "parallélogrammes, rectangles, carrés") et polygones. En 3D : tétraèdre, prismes, hexaèdres (parallélépipèdes, cubes), polyèdres. Ainsi à partir de ces caractéristiques il existe plusieurs types de maillages structurés, non structurés ou hybrides.

Étant donné que la géométrie du problème est régulière (rectangulaire ou circulaire par exemple), le choix de maillage est simple.

Pour notre cas on a choisi un maillage de 1000 selon r et 100 selon H , le maillage est très serré au niveau du deux disques comme le montre la figure.

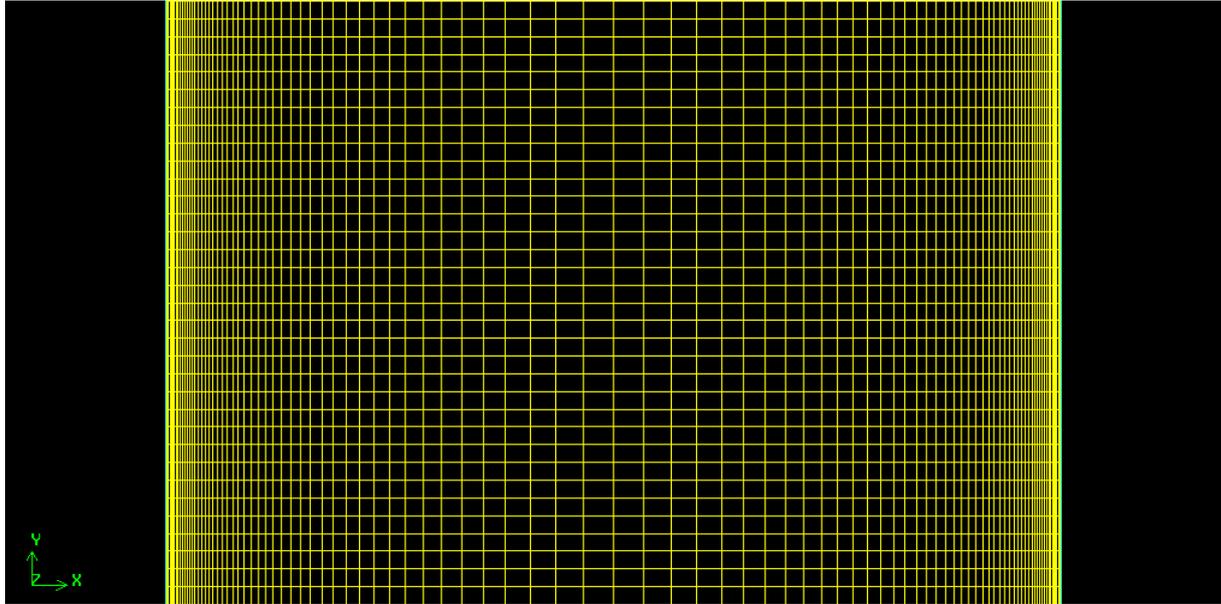


Fig.2.3. Détail du maillage utilisé

II.10. Solver fluent :

L'interface de FLUENT est relativement simple dans sa prise en main. Il faut commencer par importer un maillage sur lequel travailler. Une fois le maillage en place, on définit les paramètres nécessaires pour le calcul. On choisit le modèle physique du problème. On donne les paramètres initiaux. On règle les conditions initiales et aux limites. Selon le modèle. Puis on lance le calcul.

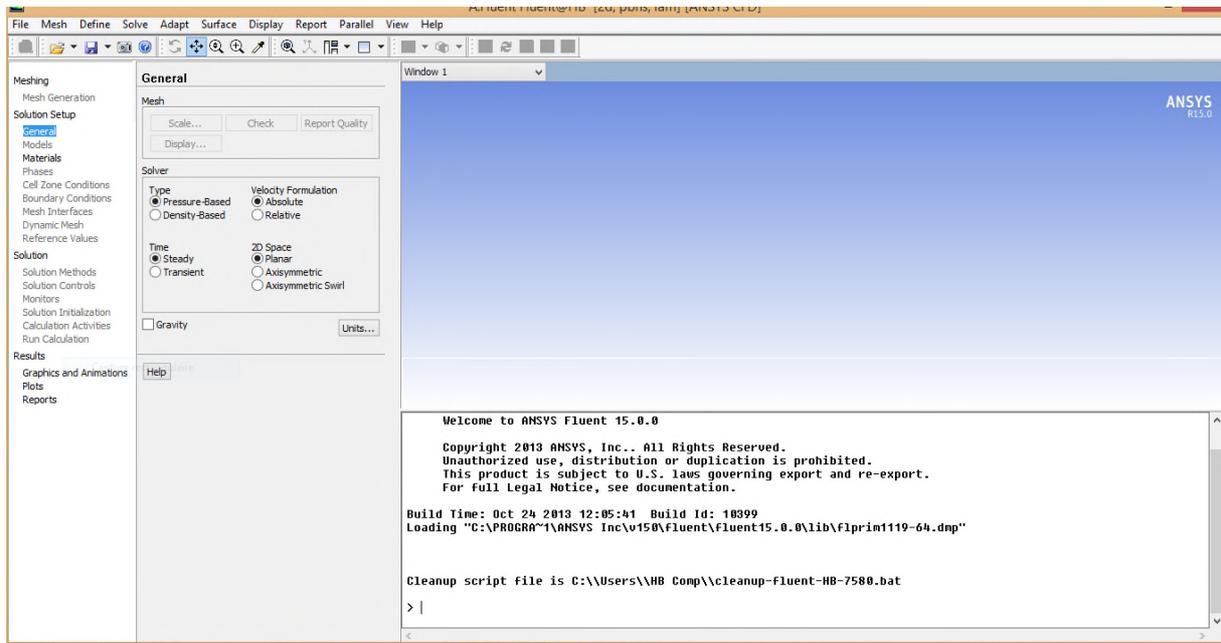


Fig.2.4. Logiciel ANSYS fluent

II.11. Simulation sous Fluent :

La génération du calcul dans «Fluent» passe par les étapes :

- 1- Démarrer la version 2D de Fluent
- 2- Charger la géométrie par Fluent. **File** → **import** → **mesh**
- 3- écoulement axisymétrique. **general** → **2D space** → **axisymmetric swirl**

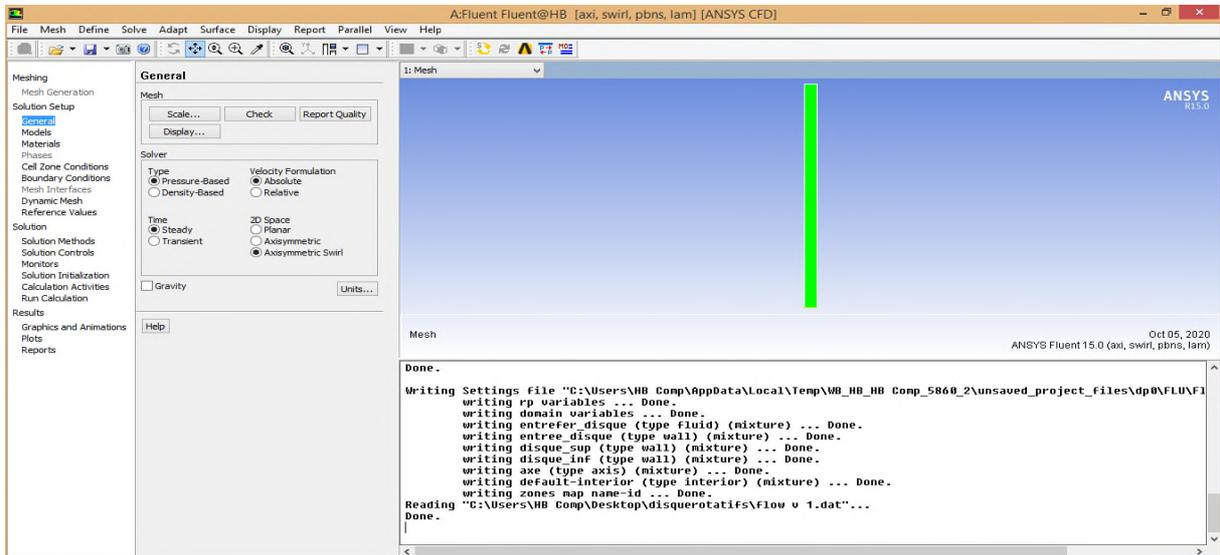


Fig.2.5. Choix de l'écoulement axisymétrique

- 4- Vérification du maillage. **general** → **Check**
- 5- Définir la Matière. **Materials** → **fluid (newtonien : water liquide, non-newtonien : blood)**
- 7- Définir les conditions aux limites. **boundary conditions (disque inférieur : wall, disque supérieur : moving wall, axe : axis, périphérie : wall)**

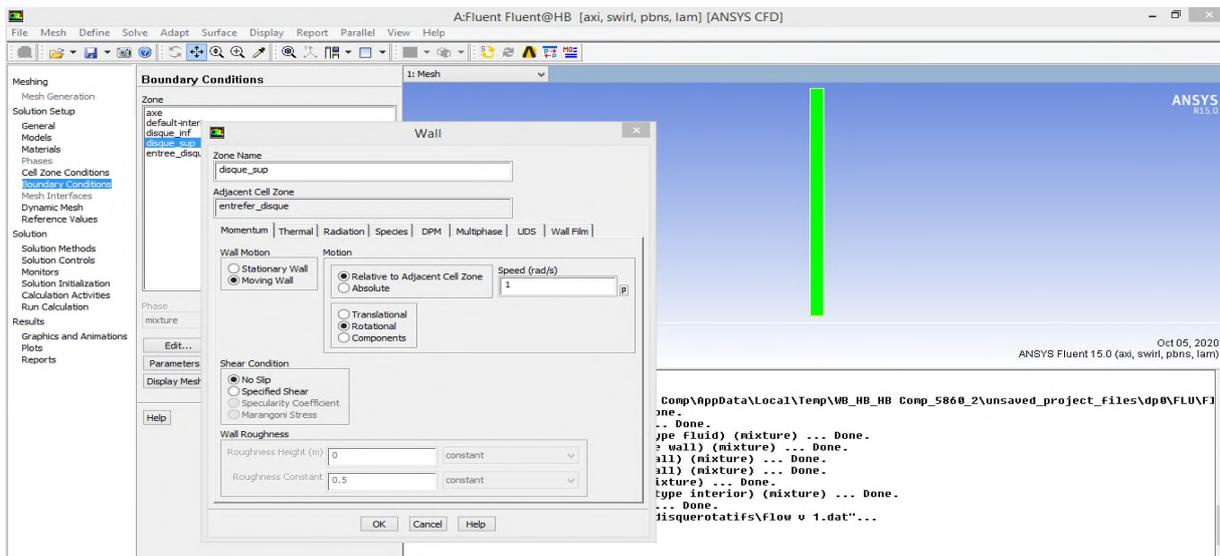


Fig.2.6. Choix des conceptions aux limites

- 8- Enregistrer les informations liées au problème. **File** → **export** → **Case & data**
- 9- Le fichier Case (regroupe toutes informations liées à la géométrie).
- 10- Le fichier data (contient tous les paramètres et données des calculs).
- 11- Initialiser le calcul. **Solution Initialization** → **Initialize**
- 12- Vérifier les résidus des calculs. **Monitors** → **Residual**
- 13- Choisir du nombre des itérations et lancer les calculs. **run calculation** → **nombre of iterations** → **calculate**
- 14- Post traitement des résultats. (Display, Plot, Repport etc.)

II.12. Conclusion

Ce chapitre a été divisé en deux parties, la première partie consiste à la présentation de l'ensemble des formules mathématique ainsi que les hypothèses simplificatrices du problème posé.

La deuxième partie c'est la procédure numérique, nous avons présenté la géométrie, le maillage ainsi que la méthode de simulation et le logiciel utilisé.

Chapitre III

[Résultats et discussions]

Résultats et discussions

III.1. Introduction

Ce chapitre fera l'objet de la présentation des différents résultats obtenus et leurs interprétations. Ces résultats concernant essentiellement la distribution du champ de vitesse axiale et radiale et tangentielle.

III.2. Ecoulement d'un fluide newtonien :

On a pris comme un fluide newtonien l'eau liquide (H₂O), il est défini par les caractéristiques suivantes :

- la viscosité $\mu = 0.01 \text{ kg/m.s}$
- la masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$

Et pour cet écoulement on a choisi une vitesse de rotation de disque mobile ($\Omega_1 = 1 \text{ rad/s}$).

Les figures ci-dessous montrent la distribution de champ de vitesse (axial, radial et tangentielle).

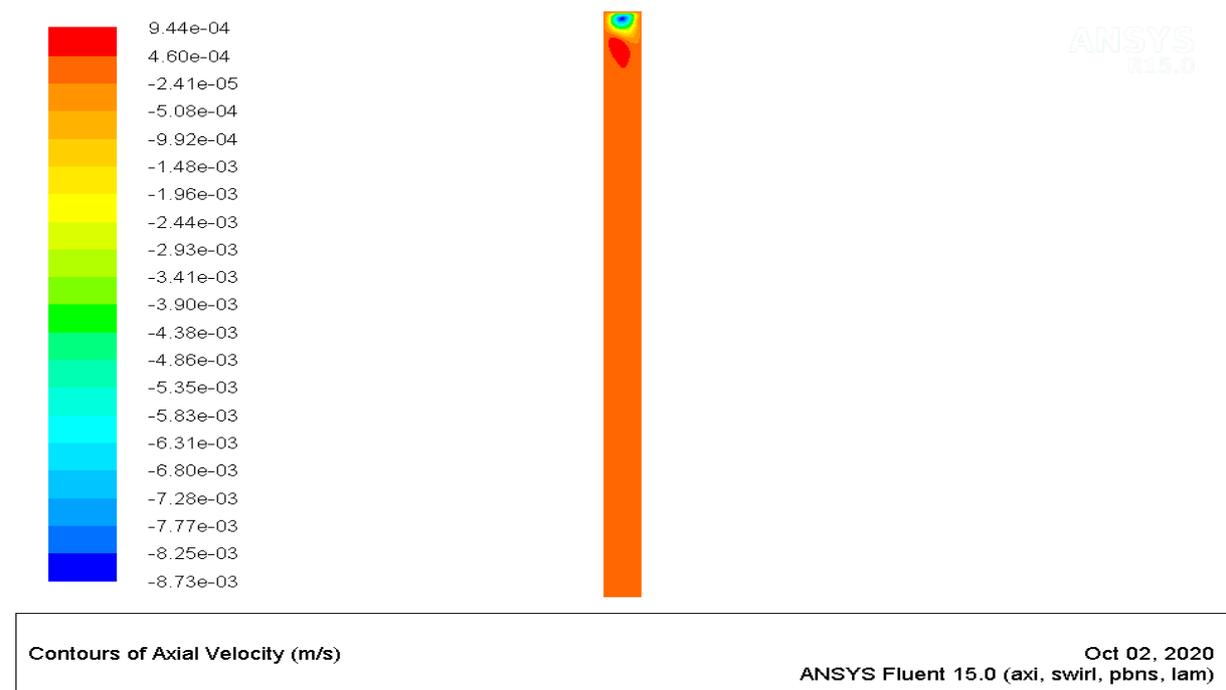
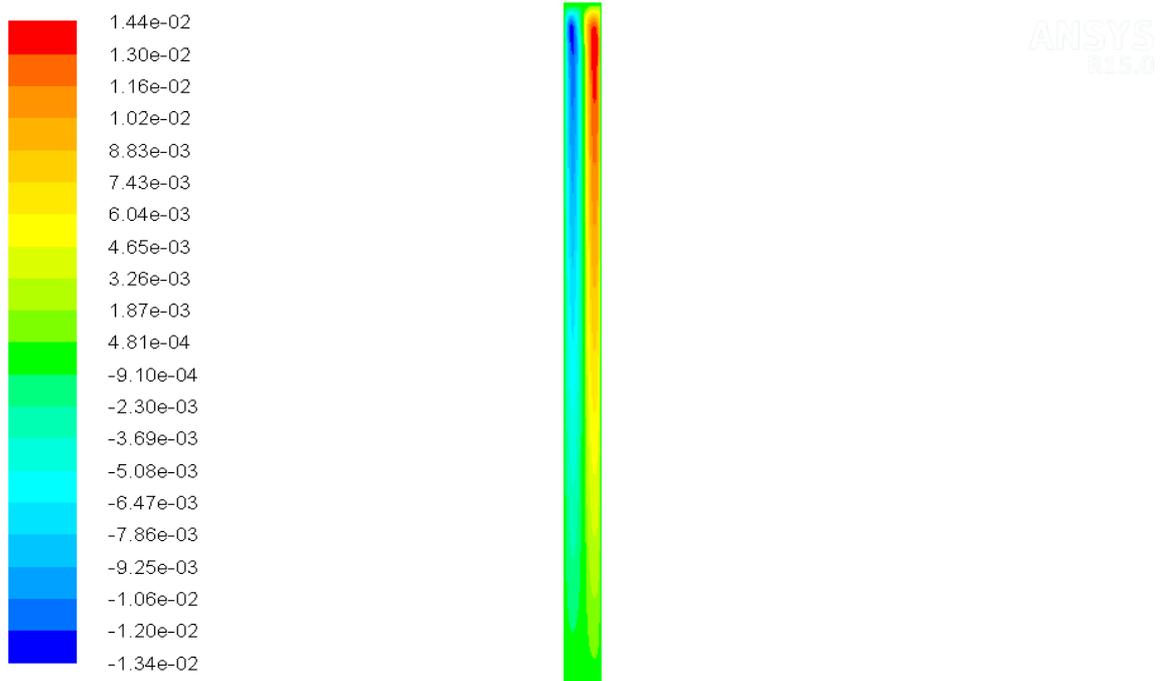


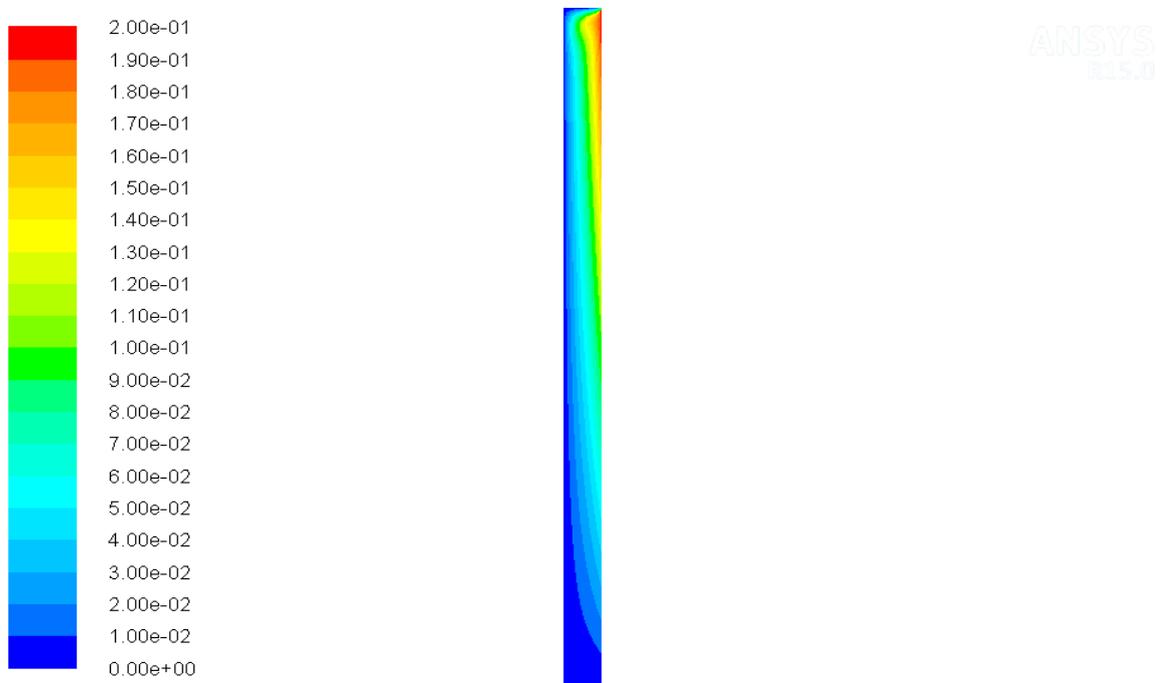
Fig.3.1. distribution de la vitesse axiale pour un fluide newtonien



Contours of Radial Velocity (m/s)

Oct 02, 2020
ANSYS Fluent 15.0 (axi, swirl, pbns, lam)

Fig.3.2. distribution de la vitesse radiale pour un fluide newtonien



Contours of Swirl Velocity (m/s)

Oct 02, 2020
ANSYS Fluent 15.0 (axi, swirl, pbns, lam)

Fig.3.3. distribution de la vitesse tangentielle pour un fluide newtonien

Les courbes suivantes montrent la variation des vitesses (axiale, radiale et tangentielle) en fonction de la hauteur entre les disques (D_0, D_1).

Mi-hauteur :

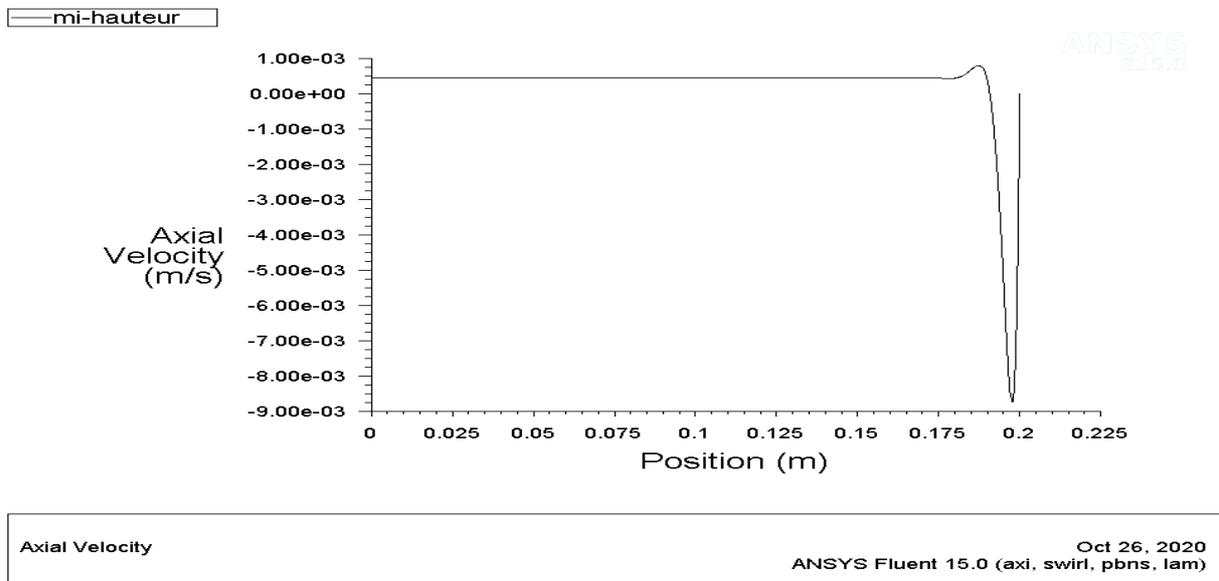


Fig.3.4. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

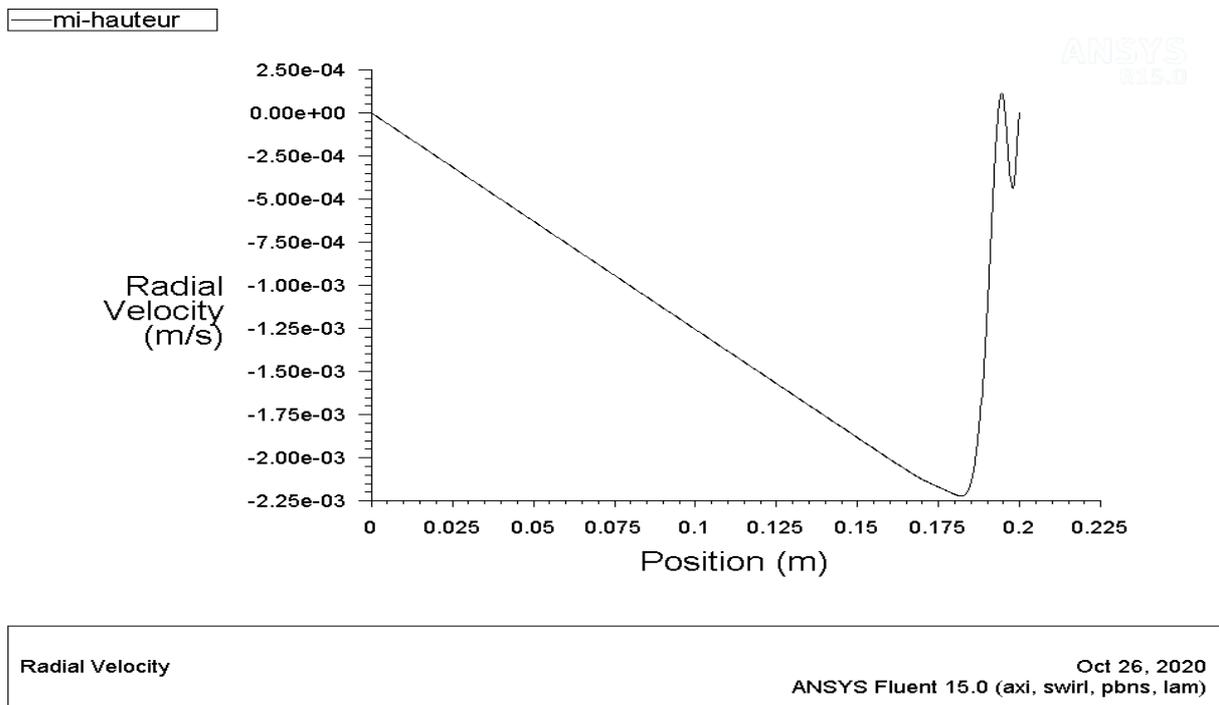


Fig.3.5. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

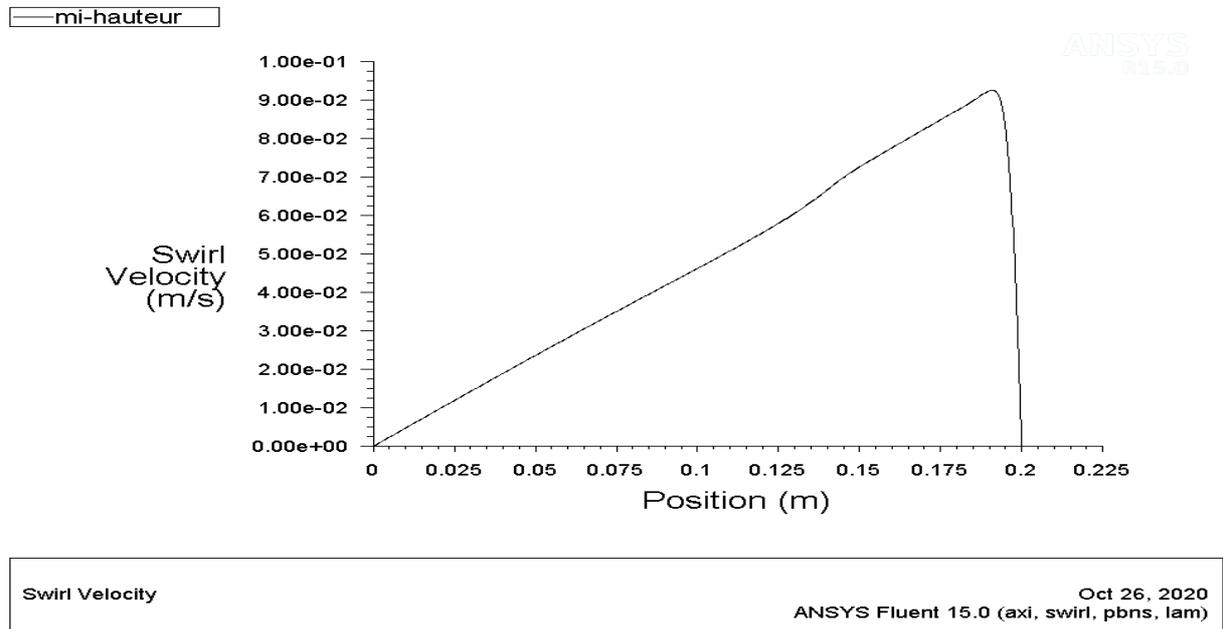


Fig.3.6. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

Mi-rayon

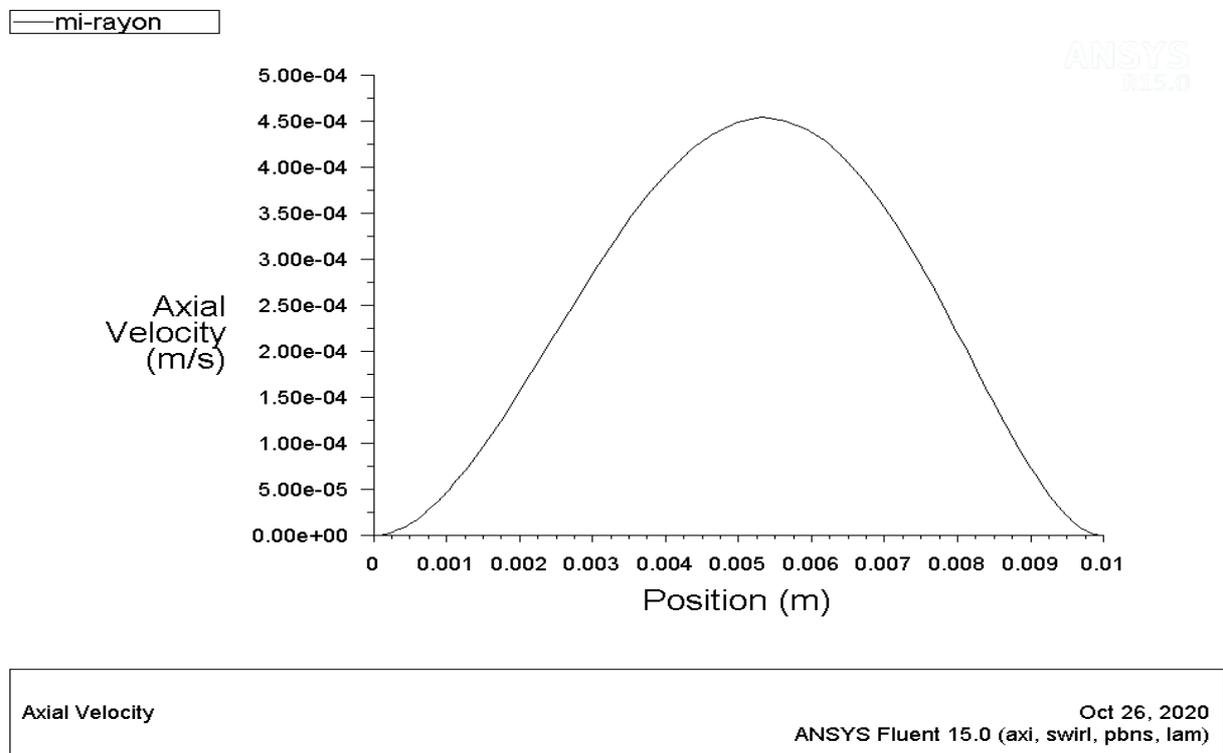


Fig.3.7. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

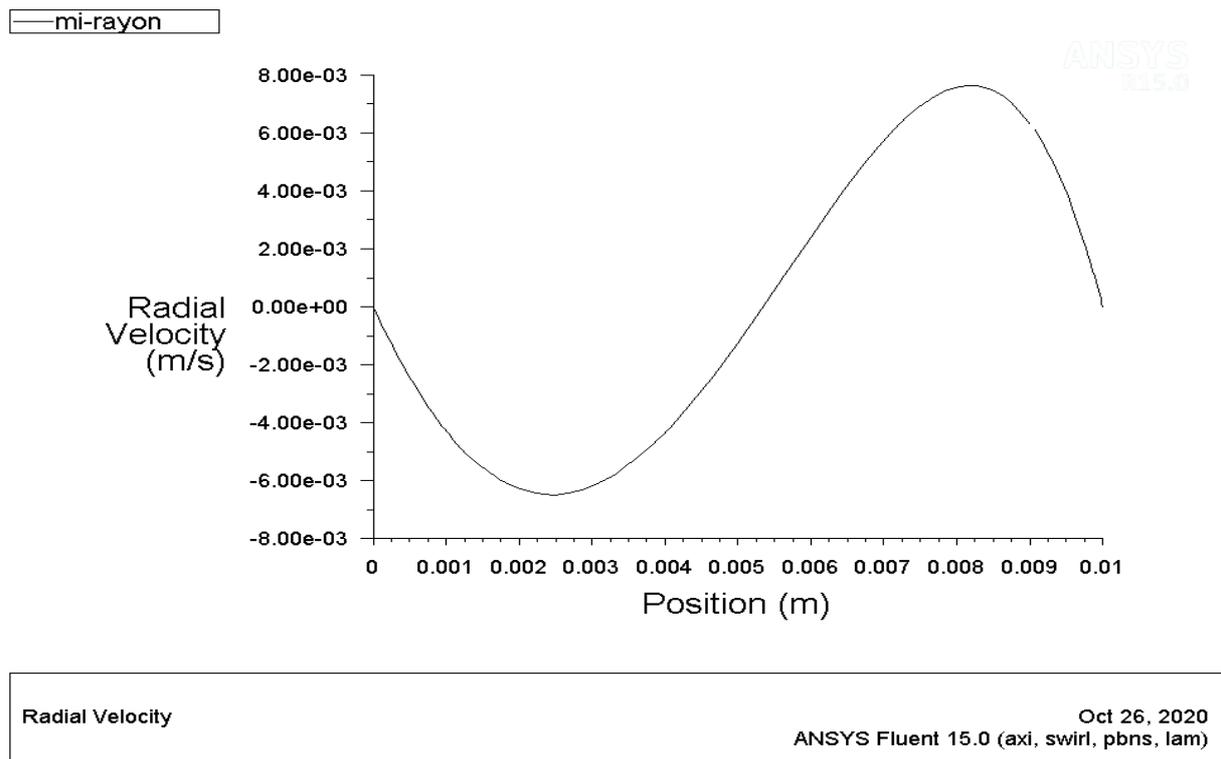


Fig.3.8. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

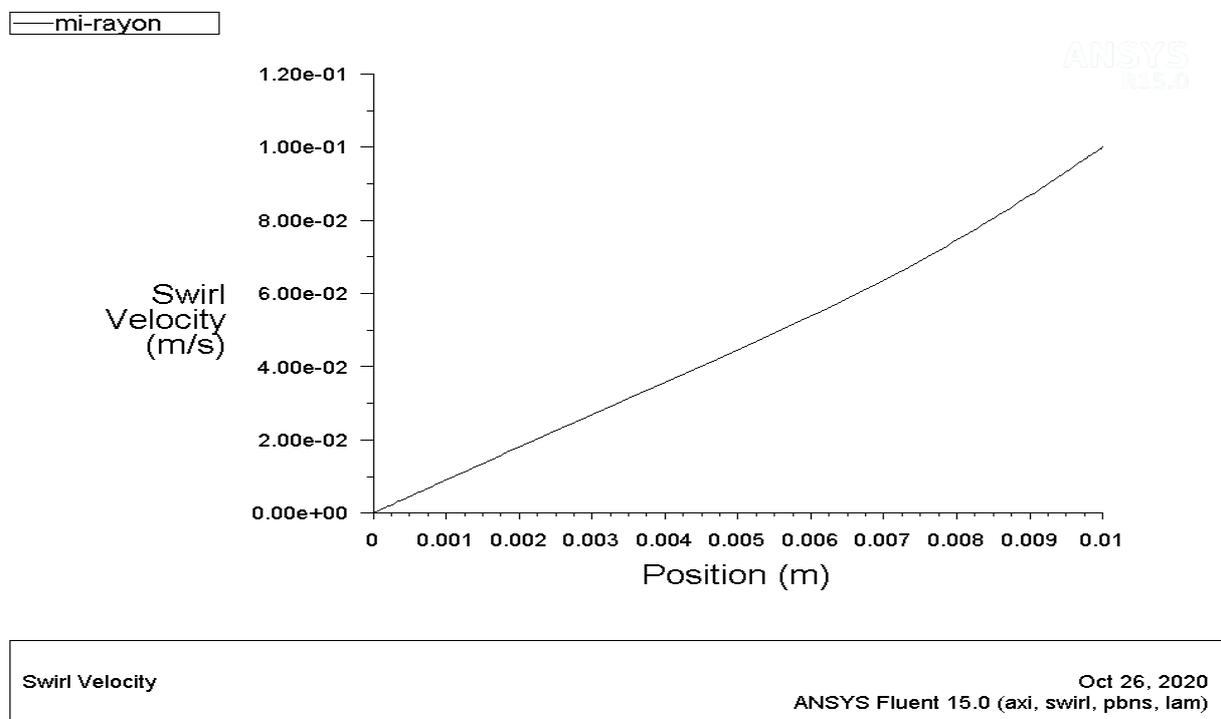


Fig.3.9. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

III.2.1. Vitesse de rotation critique du disque mobile :

C'est la vitesse Ω maximale avant que l'écoulement passe en régime turbulent, pour le cas d'un fluide newtonien la vitesse critique est : $\Omega_{1cr} = 1.03 \text{ rad/s}$.

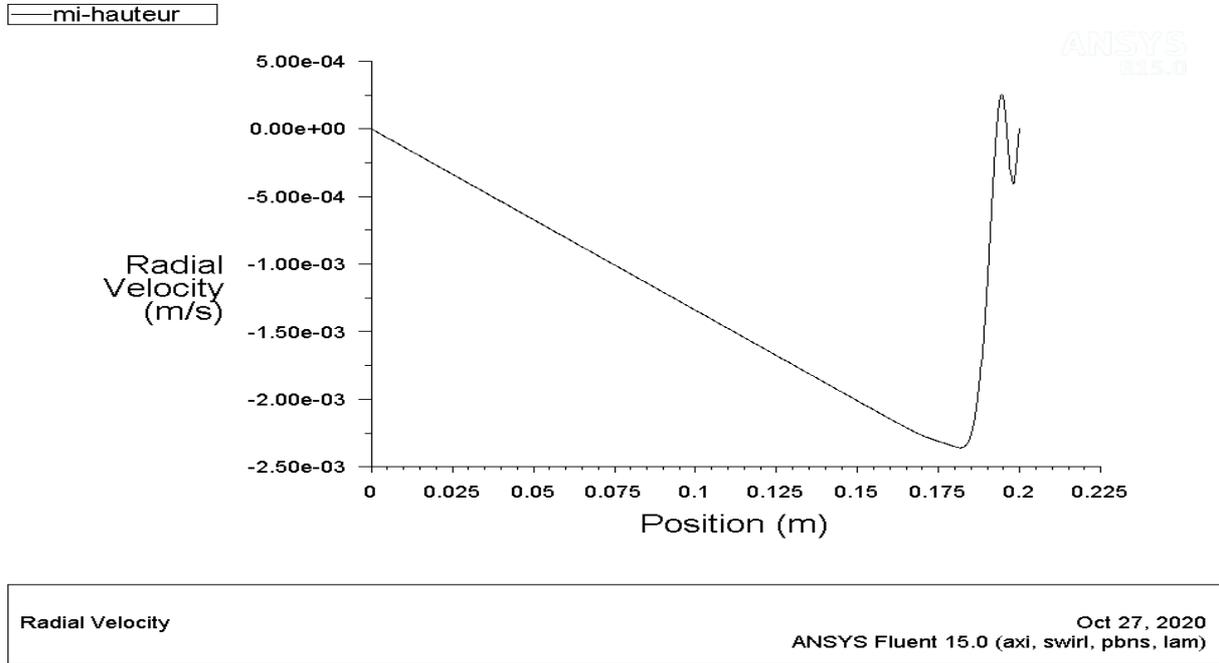


Fig.3.10. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.03 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

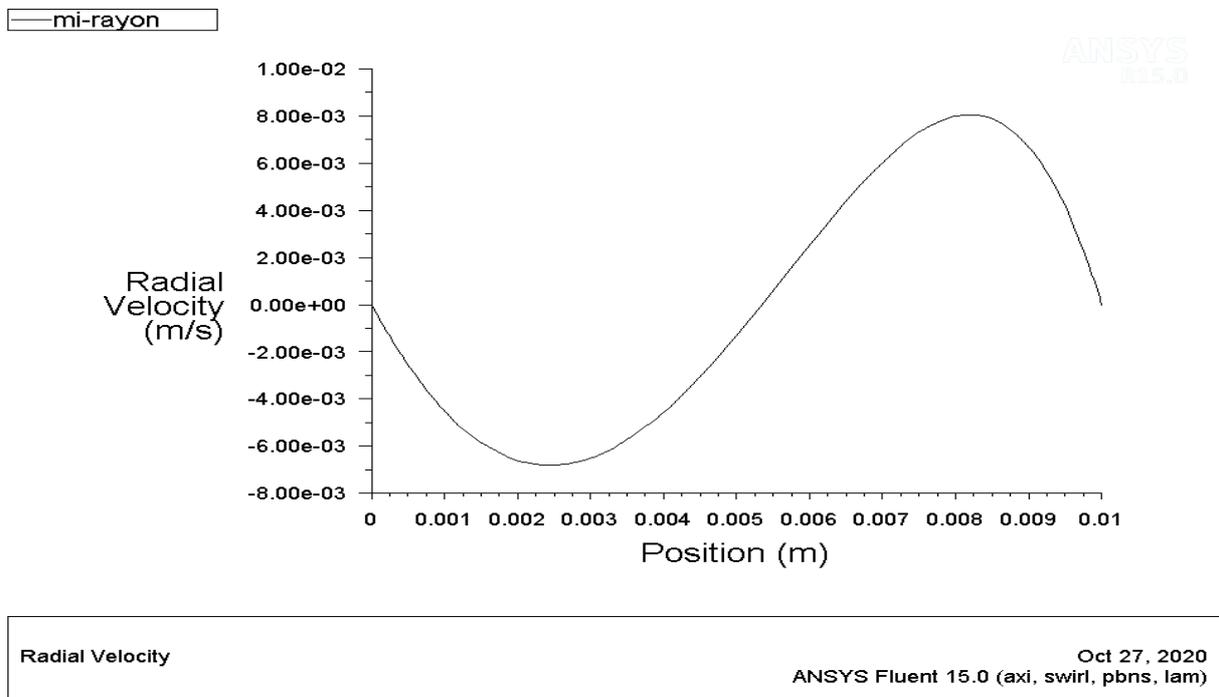


Fig.3.11. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.03 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

III.3. Fluide non-newtonien :

Pour le cas d'un fluide non-newtonien on a pris le sang (fluide non-newtonien de type rhéofluidifiant ,il est caractériser par :

-indice de consistance : $k = 0.11$

-indice de comportement : $n = 0.392$

-viscosité minimale : $\mu_{min} = 0.022 kg/m.s$

-viscosité maximale : $\mu_{max} = 0.0022$

- la masse volumique $\rho = 1050 kg/m^3$

- la vitesse de rotation du disque mobile : $\Omega_1 = 1 rad/s$

Les figures ci-dessous montrent la distribution du champ de vitesses (axiale, radiale, tangentielle).

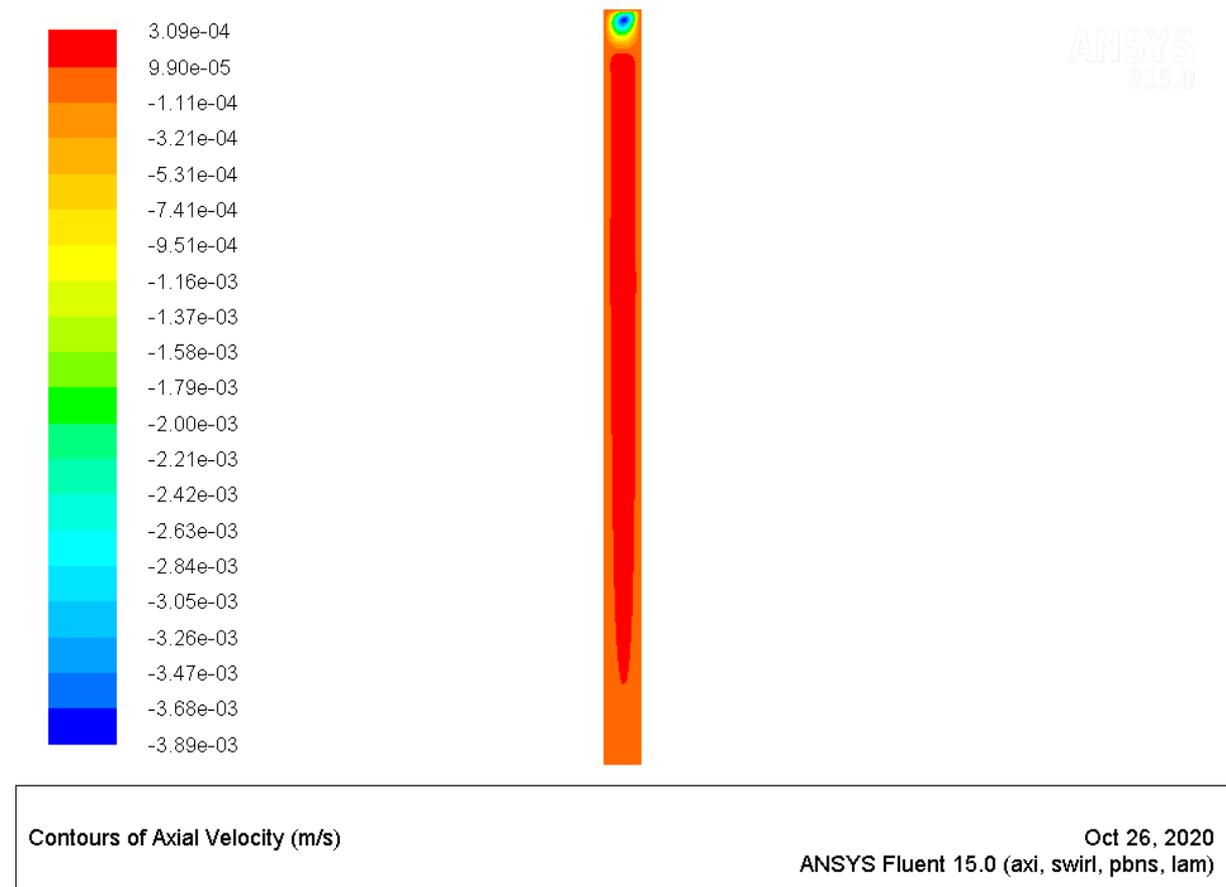


Fig.3.12. distribution de la vitesse axiale pour un fluide non newtonien

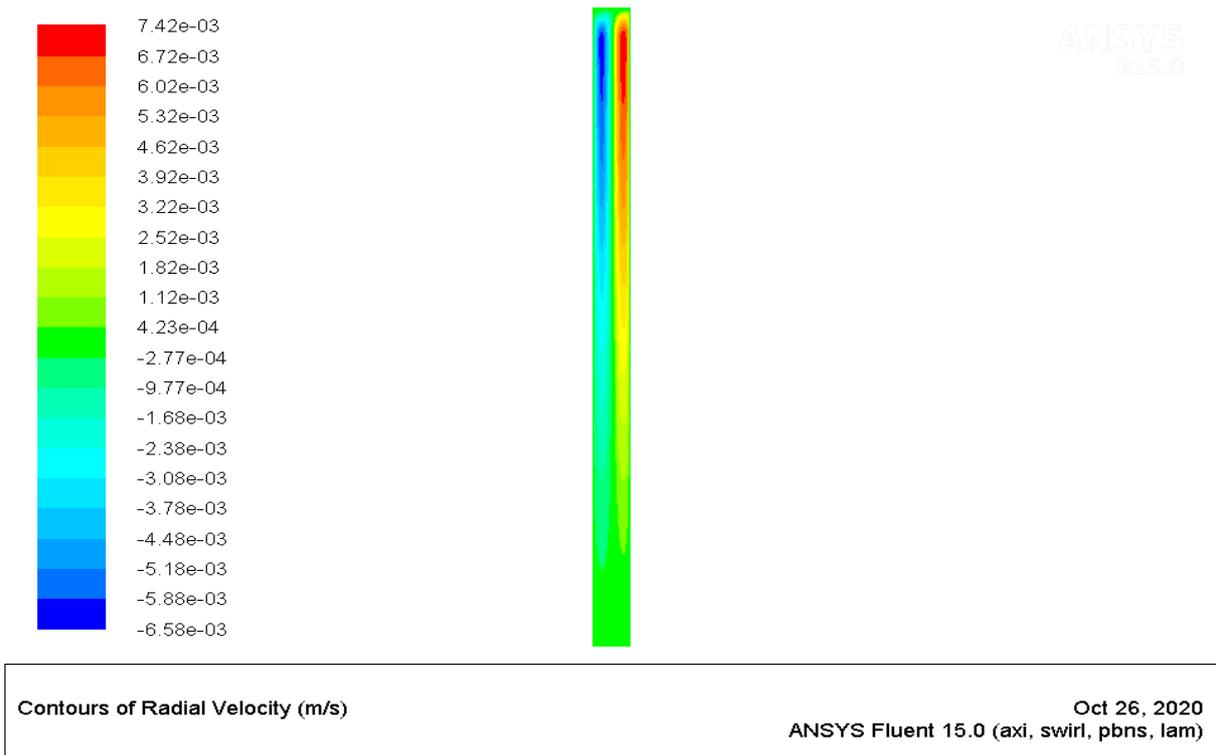


Fig.3.13. distribution de la vitesse radiale pour un fluide non newtonien

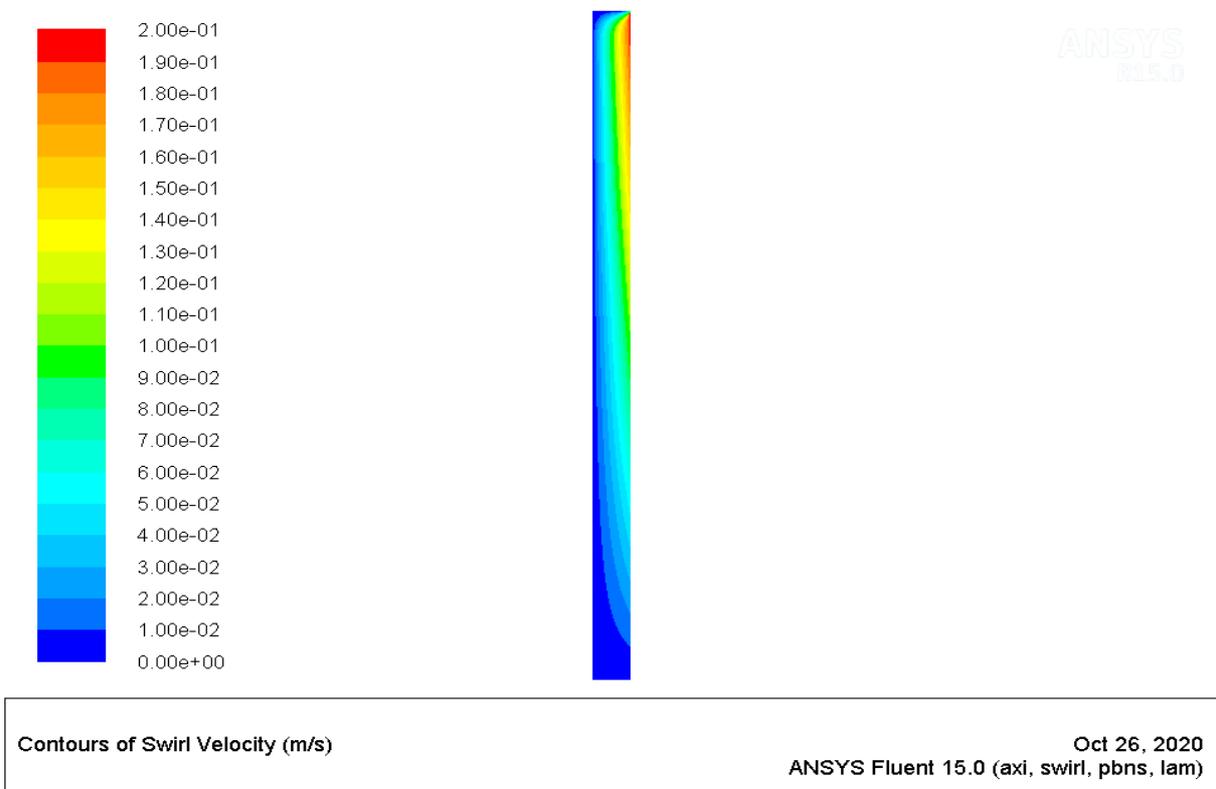


Fig.3.14. distribution de la vitesse tangentielle pour un fluide non newtonien

Les courbes suivantes montrent la variation des vitesses (axiale, radiale et tangentielle) en fonction de la hauteur entre les disques (D_0, D_1).

Mi-hauteur :

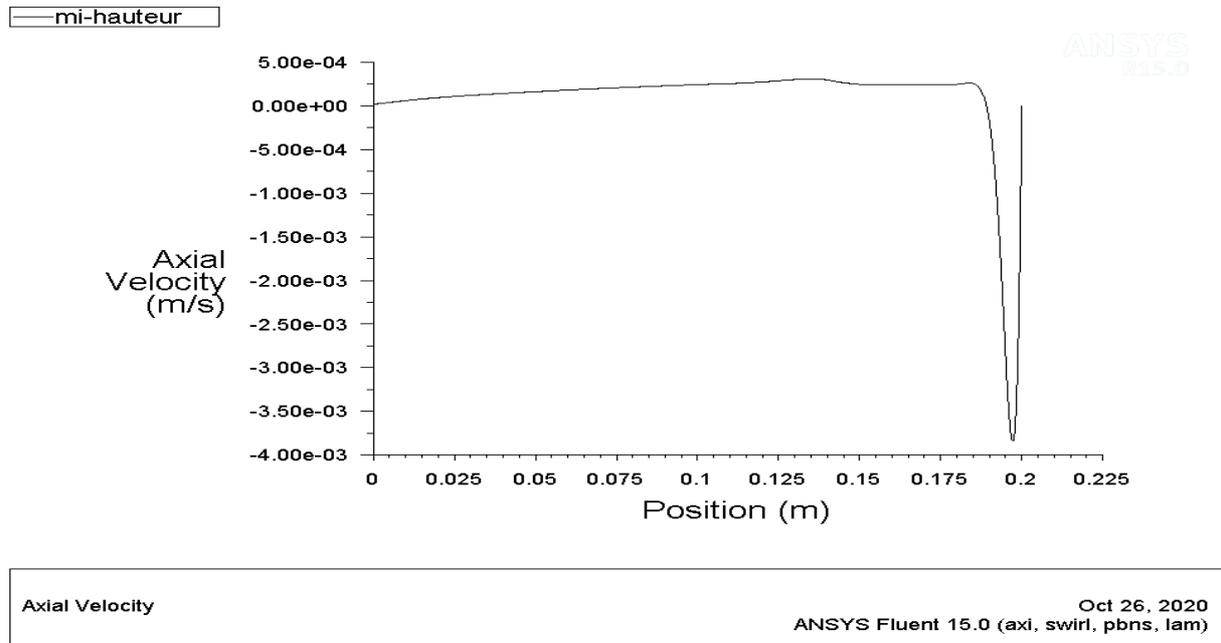


Fig.3.15. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non newtonien à la mi-hauteur

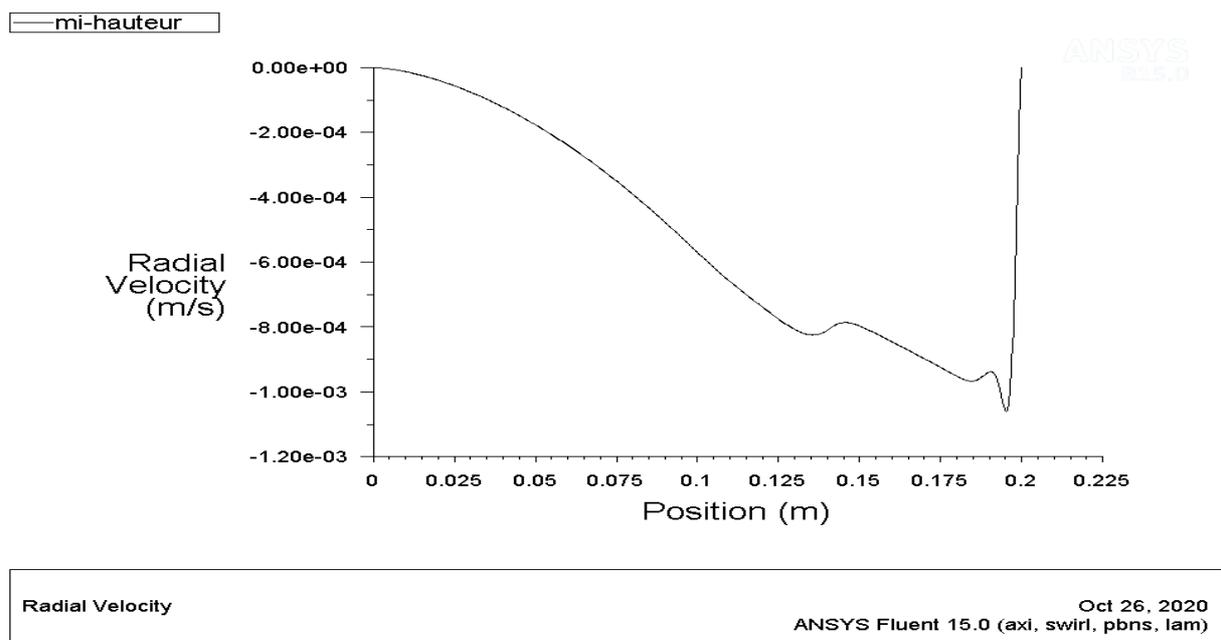


Fig.3.16. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

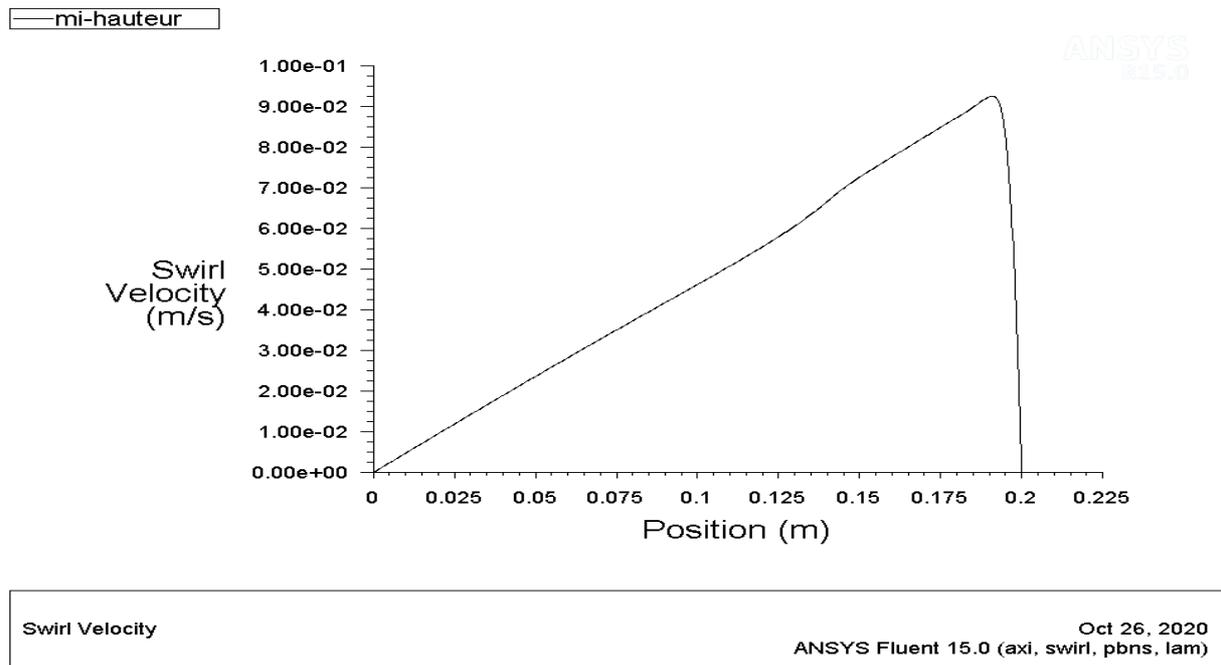


Fig.3.17. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

Mi-rayon :

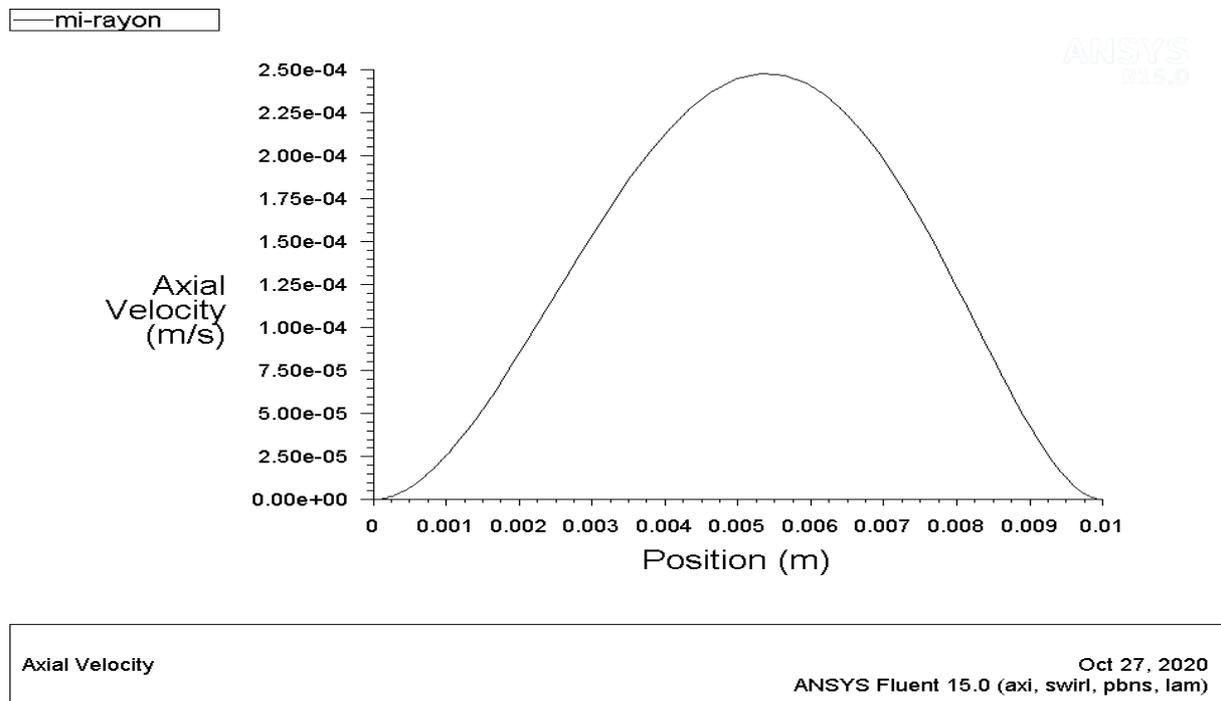


Fig.3.18. variation de la vitesse axiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non newtonien au mi-rayon

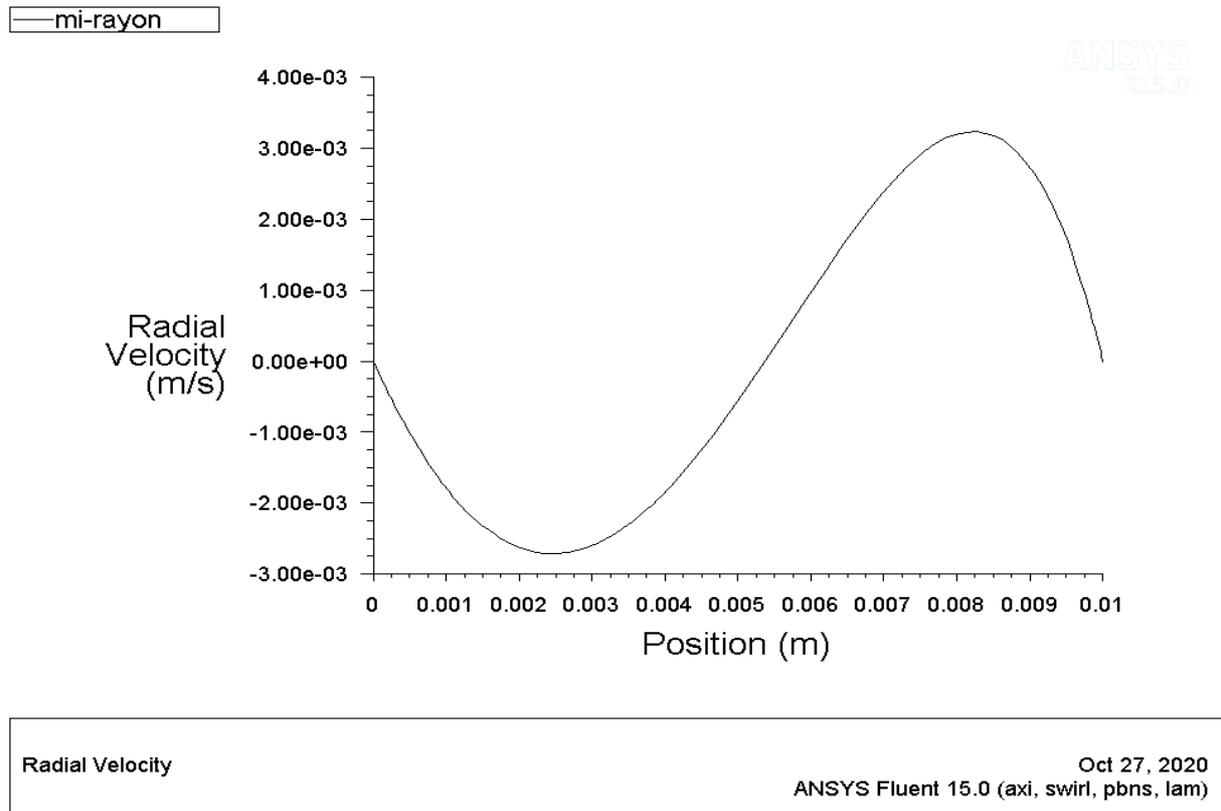


Fig.3.19. variation de la vitesse radiale en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

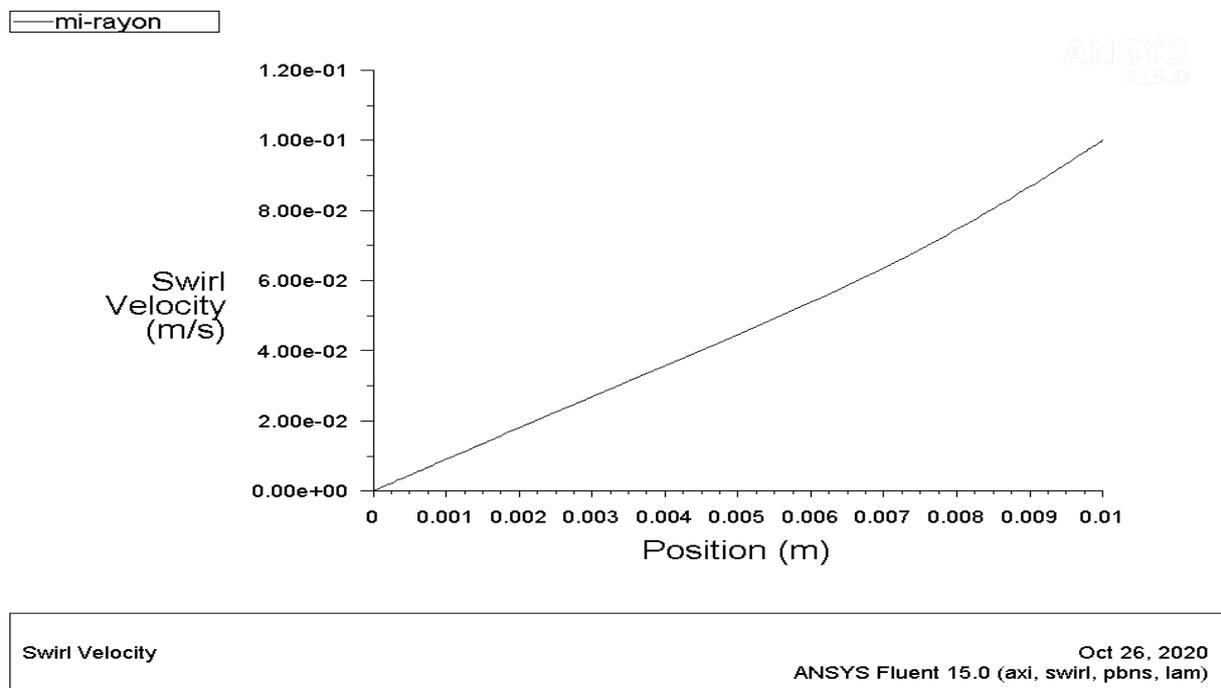


Fig.3.20. variation de la vitesse tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

III.3.1. Vitesse de rotation critique de disque mobile :

Dans ce cas la vitesse de rotation critique du disque mobile est : $\Omega_{1cr} = 1.4 \text{ rad/s}$.

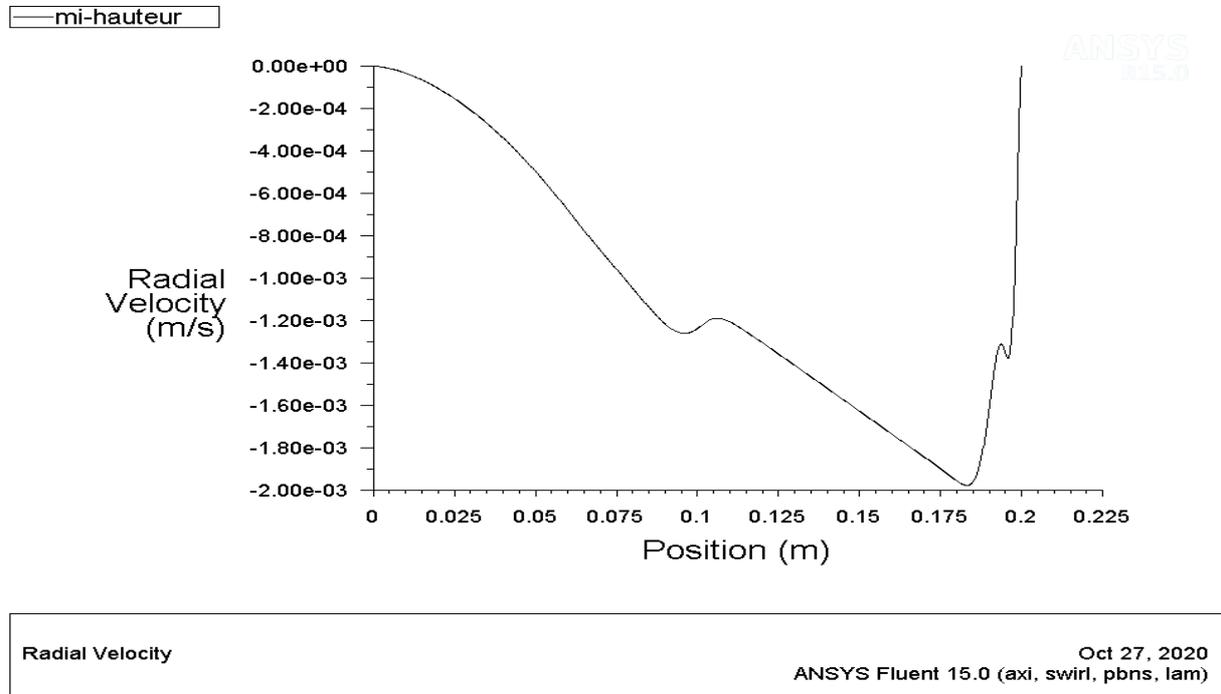


Fig.3.21. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.4 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien à la mi-hauteur

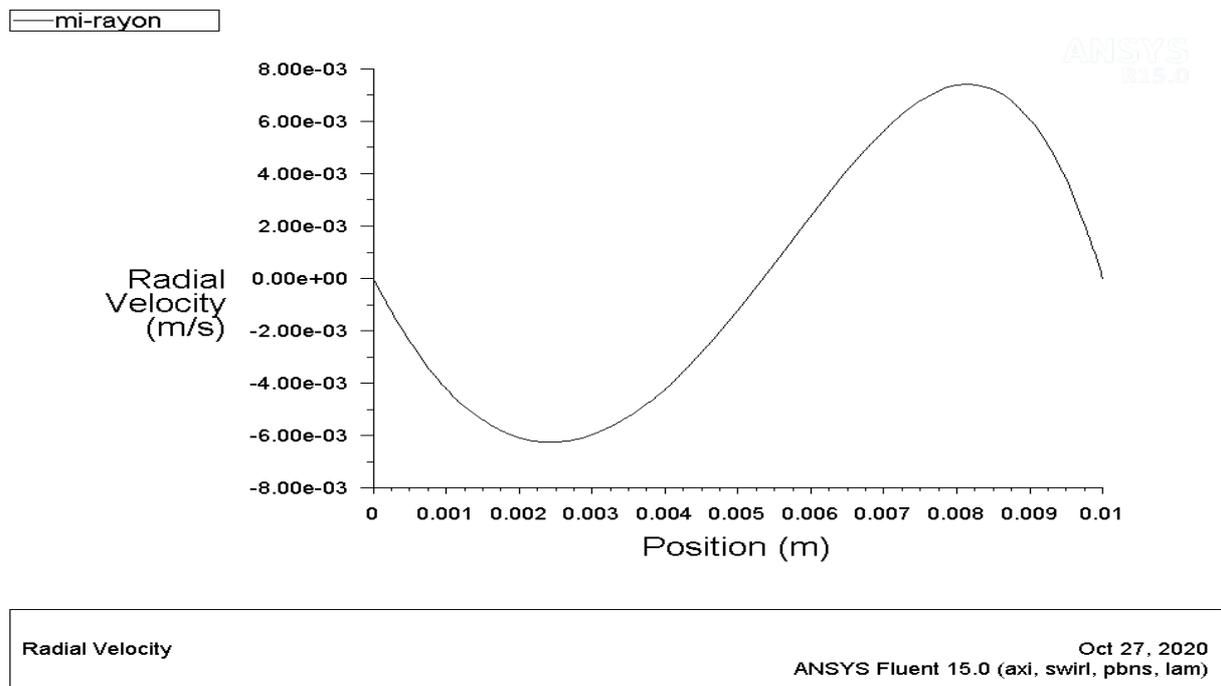


Fig.3.22. variation de la vitesse critique tangentielle en fonction de la hauteur inter-disque $\Omega_{1cr} = 1.4 \text{ rad/s}$ pour un fluide non-newtonien au mi-rayon

III.4. Commentaires :

III.4.1. Distribution de la vitesse:

Dans les deux cas (fluide newtonien et non-newtonien) on observe que :

- la vitesse axiale est très faible en par rapport a la vitesse radiale et tangentielle due a la force centrifuge, le disque mobile fait augmenter la vitesse radiale selon le rayon R , puis elle diminue due aux contacte avec le disque fixe.
- la valeur maximale de vitesse tangentielle est observée proche de l'extrémité de disque mobile.
- proche de l'axe la vitesse est relativement faible.

III.4.2. Variation de la vitesse :

Dans les deux cas en remarque que :

Mi-hauteur

la vitesse axiale augmente jusqu'a ce qu'elle soit maximale a $r = R$, puis elle s'annule brusquement avec un changement de signe.

-augmentation des vitesse avec changement de signe de la vitesse radiale jusqu'a $r = R$ puis en remarque une diminution de la vitesse

- la vitesse tangentielle elle augment progressivement jusqu'a $r = R$ puis elle s'annule brusquement et elle est toujours positive.

Mi-rayon :

-la vitesse axial augmente jusqu'a ce qu'elle soit maximale a la mi-hauteur, puis elle diminue progressivement jusqu'a ce qu'elle s'annule, et elle est toujours positive

-changement de signe (négative près de disque fixe, positive près de disque mobile) de la vitesse radial

-la vitesse tangentielle est presque linéaire.

III.4.3. Vitesse de rotation critique :

dans les deux cas (fluide non newtonien et non-newtonien) en remarque une augmentation des vitesses radiale.

III.5. Conclusion

Après la présentation des différents résultats obtenus lors de la simulation on conclut que :

- Dans le cas d'un fluide non-newtonien, les vitesses axiale et radiale sont faibles comparées aux cas d'un fluide newtonien, par contre la vitesse tangentielle reste la même dans les deux cas.
- Concernant la distribution de la vitesse, sur le plan qualitatif on observe la même configuration d'écoulement par contre quantitativement les valeurs dans le cas d'un fluide non-newtonien, les amplitudes de la vitesse sont plus faibles.
- L'augmentation de la vitesse de rotation du disque provoque l'augmentation des vitesses (axiale, radiale et tangentielle).

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Dans ce travail, nous avons présenté l'étude d'un problème de mécanique des fluides et plus précisément les écoulements inter-disque.

Après la présentation du phénomène, nous avons intéressé à la description physique du phénomène, et les causes qui produisent le problème en question.

Pour bien élaborer les causes du problème, nous avons étudié l'écoulement d'un fluide newtonien entre deux disques l'un d'eux est fixe et l'autre mobile, ensuite nous avons étudié l'écoulement d'un fluide non-newtonien.

Lors de cette étude nous avons réalisé une simulation 2D afin de faire une comparaison entre les écoulements des deux fluides, cette simulation a été réalisée avec le logiciel ANSYS fluent.

Cette simulation nous a permis de mieux comprendre la différence entre les deux fluides et nous avons constaté les résultats suivants :

- les amplitudes de la vitesse sont plus faibles dans le cas d'un fluide non newtonien que celle du cas d'un fluide newtonien.
- en régime laminaire il est préférable de prendre les fluides non newtoniens.
- sur le plan qualitatif la même distribution de vitesse dans les deux cas.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] **Mme N. Cousin-Rittemard.** "Contribution à l'étude des instabilités des écoulements axisymétriques en cavité inter disques de type rotor-stator" Thèse de DOCTORAT de l'Université de PARIS 6. 1996
- [2] **Fadi ABDEL NOUR.** "Analyse des écoulements inter-disques en vue d'optimiser les poussées axiales dans les machines hydrauliques utilisées en station hydro-électrique". École doctorale n°432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur. le 3 décembre 2010
- [3] **Sébastien Poncet.** "Ecoulements de type rotor-stator soumis à un flux axial: de Batchelor à Stewartson". Mécanique [physics.med-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2005. Français. tel00010993v2
- [4] **Mr. KAMLA Youcef.** "Etude de l'écoulement d'un fluide non newtonien dans une cuve mécaniquement agitée par une Turbine de Rushton". Université Des Sciences Et DE LA TECHNOLOGIE D'ORAN MOHAMED BOUDIAF USTO_MB. 2011
- [5] **Maher Raddaoui.** " Influence of inter-disc space on the turbulent flow between two rotating discs". Faculty of Sciences of Gafsa, University of Gafsa, Gafsa, Tunisia. 2011
- [6] **Ahmad Darwiche.** "Microrhéomètre sur puce pour l'étude de l'écoulement d'un liquide proche d'une surface liquide. Micro et nanotechnologies/Microélectronique". Université Sciences et Technologies Bordeaux I, 2012. Français. NNT: 2012BOR14570. tel-00738427
- [7] **Sahi Adel.** "Modélisation et simulation numérique des transferts de thermiques dans les cavité finies avec paroi complexe en présence d'un fluide classique". UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA. 2016
- [8] Mémoire fin d'étude de l'étudiant **HENNI MANSOUR MOHAMED.** "Etude de la stabilité linéaire d'un écoulement de Taylor-Couette pour un fluide de Bingham". Université SAAD DAHLEB BLIDA. 2015
- [9] Mémoire fin d'étude de l'étudiant **MOKRANI Sofiane** et **DAOUDI Halim.** " Simulation numérique d'un écoulement de fluide newtonien dans une conduite cylindrique avec propagation d'onde de pression" UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA. 2017

Résumé

Le travail réalisé dans ce mémoire a pour objectif de comprendre l'écoulement d'un fluide newtonien ou non-newtonien entre deux disques, nous avons considéré que l'un des disques est fixe, et l'autre disque est mobile.

Après la présentation de différentes formules mathématique ainsi que les hypothèses simplificatrices, nous avons passé à la procédure numérique.

La géométrie est construite par le logiciel gambit, et la simulation est faite par le logiciel ANSYS fluent.

Finalement les résultats obtenue nous a permet de faire une comparaison enter les deux fluides.