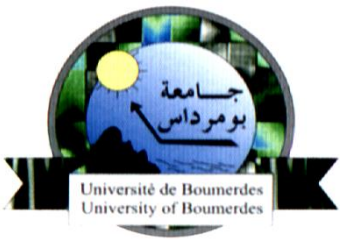
N° Ordre...../DGM/FT/UMBB/2022

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA BOUMERDES



Faculté de Technologie
Département Génie Mécanique

Mémoire de Master

En vue de l'obtention du diplôme de **MASTER** en **:**

Filière : Génie mécanique
Spécialité : Energétique

THEME

Simulation numérique de la lubrification hydrodynamique des paliers lisses par un lubrifiant de Bingham

Présenté par :

ABIDALLAH Mohammed

CHELLAL Billal

Promoteur : Mme GUEMMADI

Promotion 2021- 2022

Avant tout, nous tenons à remercier Dieu qui nous a donné la santé, le courage, la détermination, la volonté, et la puissance pour mener à terme ce travail.

Nous voulons également remercier infiniment notre promoteur MME GUEMMADI de nous avoir donné de son temps, ses conseils et surtout sa patience tout au long de ce présent travail.

Nous tenons de même à remercier tous nos enseignants du département de génie mécanique de l'UMBB pour avoir contribué à notre formation.

Nous tenons enfin remercier nos chères familles pour leur soutien en toute circonstance ainsi que tous nos amis pour leurs encouragements.

Résumé :

La lubrification hydrodynamique revêt une grande importance dans le domaine industriel ; d'où la nécessité primordiale d'élaborer de nouveaux lubrifiant. Les propriétés des lubrifiants peuvent être newtonien ou non-newtonien. Dans ce mémoire, on considère l'étude de la lubrification hydrodynamique par un fluide de Bingham. Le modelé de Herschel-Buckley est le modèle utilisé par Fluent pour décrire les plastiques de Bingham, c'est donc le modèle qu'on a utilisé lors de nos simulation. La complexité des équations (quantité de mouvement, continuité et la loi de comportement) couplées, associes au problème hydrodynamique dans telle géométrie, nécessite une résolution plutôt numérique. La particularité du problème étudié (l'entrefer est de très petite dimension comparée au diamètre du palier) nécessite la division du domaine en trois zones ; en utilisant le maillage loi-exponentiel pour un très petit gap (jeu radial) et un maillage exponentiel pour les deux autres zones. Une étude de l'influence de quelques paramètres tels que la vitesse de rotation de l'arbre et la consistance de lubrifiant sur le champ de pression et la charge hydrodynamique a été réalisé dans cette étude.

MOTS CLES : fluide non-newtonien, modèle de Hershel-Buckley, modèle de Bingham, paliers lisses.

Abstract:

Hydrodynamic lubrication is of great importance in the industrial field; hence, the primordial need to develop new lubricants. The properties of lubricants can be Newtonian or non-Newtonian. In this thesis, we consider the study of hydrodynamic lubrication by a Bingham fluid. The Hershel-Buckley model is the model used by Fluent to describe Bingham plastics, so it is the model we used when of our simulations. The complexity of the equations (quantity of movement, continuity and the law of behavior) coupled, associated with the hydrodynamic problem in such geometry, and requires a rather numerical resolution. The particularity of the problem studied (the air gap is very small compared to the diameter of the bearing) requires the division of the domain into three zones; using the law-exponential mesh for a very small gap (radial play) and an exponential mesh for the two other zones. A study of the influence of some parameters such as the rotational speed of the shaft and the consistency of lubricant on the pressure field and the hydrodynamic load was carried out in this study.

KEY WORDS: non Newtonian fluids, Hershel-Buckley model, Bingham model, Journal bearing

ملخص:

التزييت الهيدروديناميكي له أهمية كبيرة في المجال الصناعي؛ ومن هنا تأتي الحاجة الأساسية لتطوير مواد تشحيم جديدة. يمكن أن تكون خصائص مواد التشحيم نيوتونية أو غير نيوتونية. في هذه المذكرة، نأخذ في الاعتبار دراسة التزييت الهيدروديناميكي بواسطة سائل Bingham، ونموذج Hershel-Buckley هو النموذج المستخدم من قبل Fluent لوصف بلاستيك Bingham، لذلك فهو النموذج الذي استخدمناه عند عمليات المحاكاة لدينا. يتطلب تعقيد المعادلات (كمية الحركة المحفوظة، كمية الكتلة المحفوظة، المعادلات المكونة) المقترنة بالمشكلة الهيدروديناميكية في مثل هذه الهندسة دقة رقمية إلى حد ما. تتطلب خصوصية المشكلة المدروسة (فجوة الهواء صغيرة جدًا مقارنة بقطر المحمل) تقسيم المجال إلى ثلاث مناطق ؛ باستخدام شبكة القانون الأسي لفجوة صغيرة جدًا (لعب شعاعي) وشبكة أسية للمنطقتين الأخريين. أجريت في هذه الدراسة دراسة لتأثير بعض المعلمات مثل سرعة دوران العمود واتساق مادة التشحيم على مجال الضغط والحمل الهيدروديناميكي.

الكلمات المفتاحية: السوائل غير نيوتونية، سائلHershel-Buckley، سائل Bingham ، الحامل

Table des matières

Résumé

Abstract

ملخص
Nomenclature

Liste des figures

Introduction générale ……1

Chapitre I: Généralité et étude bibliographique sur la lubrification hydrodynamique de paliers lisses

1. Introduction:……3
2. La lubrification:…… ……...3
3.Régime hydrodynamique ……4
4.Caractéristiques d'un lubrifiant :.... 4
4.1La viscosité :.... 5
4.2L'onctuosité : 6
4.3L'oxydabilité :.... 6
4.4L'inflammabilité : 6
5.Formation du film d'huile : 6
6.Répartition des pressions dans l'entrefer : 7
7.La lubrification hydrodynamique par un fluide newtonien :.... 7
7.1Équation de Reynolds : 7
7.2Condition de Sommerfeld : 9
7.3Condition de Gümbel :.... 10
7.4Condition de Reynolds.... 10
8.Profil de pression cas d'un palier infiniment long :.... 11
9.Calcul de la charge hydrodynamique : 13
10.Étude bibliographique :.... 15
11.Conclusion : 17

Chapitre II : Comportement rhéologique des fluides non- Newtonien

1. Introduction :.... 19
2.Modelés rhéologiques :.... 19

2.1Équations constitutives : 19
2.2Fluide Newtonien : 19
2.3Fluide non Newtonien :..... 20
- Loi de puissance :..... 20
- Loi de cross.....21
- Loi de Carreau : ……...21
3.Fluide de Bingham :……..…… ……23
4. Conclusion :..... 25

Chapitre III : La lubrification hydrodynamique en fluide de Bingham-Développement des équations

1. Caractéristique d'un palier lisses et épaisseur d'un film lubrifiant :……..…….. 27
2. Equation générale de la mécanique des films minces ...…….……..…….28
2.1Loi de comportement :…….....…….…….28
2.2Equation de continuité...…….…….……..…….28
2.3Equation quantité de mouvement :……..……. ……29
3. Développement des équations :...……..…..…….……..…29
3.1Hypothèses……..…….29
3.2Equation de continuité :……...…….. ……..…30
3.3Equation de quantité de mouvement :……...……...30
4. Condition aux limites :…….…….....……30
4.1Conditions aux limites sur la vitesse :…….. ...……..…….30
4.2Condition aux limites sur la pression p et les contraintes :…… 31

Chapitre IV : Simulation numérique de la lubrification hydrodynamique du fluide de Bingham

1.Introduction :…….…… 33
2.Procédures numériques …….. ……..……33
2.1 Critère de convergence :…….……..33
2.2 Schématisation de palier étudie :……..34
2.3 Vecteurs des vitesses :……... …….…….35
2.4. Contours des pressions :…….. …….……...36

Table des matières

3.Comparaison du champ de pression entre un fluide newtonien et fluide de Bengham ……..37

4. Variation de la pression en fonction de la vitesse de l'arbre et le facteur de consistance K …….38

5.la charge hydrodynamique……...…….……...42

6. Conclusion ……45

Conclusion générale……47

Références bibliographique ……..…….49

Nomenclature

1. Caractères latins

C: Jeu radial (cm)

D : Diamètre de l'arbre (m)

E: Indice de viscosité

h : Epaisseur du film d'huile (mm)

K : facteur de consistance ($kg.s^{n-2}/m$)

L : Langueur du palier (m)

O_a : Le centre de l'arbre

O_c : Le centre du coussinet

P: Pression hydrodynamique du film (Pa)

R_a: Rayon de l'arbre (cm)

R_c: Rayon du coussinet (cm)

U : Vitesse linéaire du fluide (m/s)

V_r : Composante de la vitesse suivant r (m/s)

V_θ : Composante de la vitesse suivant θ (m/s)

V_x : Composante de la vitesse suivant x (m/s)

V_y : Composante de la vitesse suivant y (m/s)

W : Charge hydrodynamique (N)

τ_{xy}: Contrainte de cisaillement (Pa)

Σij: Echelles des contraintes

ε_{ij} : Tenseur de taux de déformation

σ_{ij}: Tenseur des contraintes

μ_s: Viscosité du fluide Newtonien (Pa.s)

ε : Paramètre d'échelle (rapport du jeu radial au rayon de l'arbre)

λ : Temps de relaxation (s)

ρ : Masse volumique (Kg/m^3)

ω : Vitesse angulaire (tr/min).

ϕ : Angle de calage (rd).

η: Excentricité relative.

μ :Viscosité cinématique (pa.s).

Nomenclature

ν :Viscosité dynamique (m^2/s).

τ : Contrainte de cisaillement (pa).

$\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement(s-1).

∇ : Opérateur de dérivation (nabla).

∂ : Dérivée partielle.

Σ : Echelles caractéristiques des contraintes.

2. Tenseurs

$\bar{\bar{\sigma}}$: Tenseur des contraintes.

$\bar{\bar{\tau}}$: Tenseur des extra-contraintes

3. Nombres adimensionnels

R_e : Nombre de Reynolds

σ : Nombre de cavitation

Liste des Figures

Chapitre I

Figure (I-1) : Schéma d'un contact lubrifié

Figure (I-2) : courbe de Stribeck

Figure (I-3) : Ecoulement de Couette

Figure (I-4) : formation du film huile

Figure (I-5) : (a) : distribution de la pression, (b) : distribution de la pression et de la force hydrodynamique

Figure (I-6) : Système d'axes en coordonnées cartésiennes

Figure (I-7) : Illustration de la condition de Sommerfeld

Figure (I-8) : Illustration de la condition de Gümbel

Figure (I-9) : Illustration de la condition de Reynolds

Figure (I-10) : Allure de la pression

Figure (I-11) : Section droite du palier

Figure (I-12-a) : Variation de la charge sans dimension W en fonction de l'excentricité relative ε

Figure (I-12-b) : Variation de l'angle de calage f en fonction de l'excentricité ε

Chapitre II

Figure (II-1) : Rhéogramme d'un fluide Newtonien

Figure (II-2) : Description originale de l'écoulement plastique de Bengham

Figure (II-3) : Description moderne de l'écoulement plastique de Bengham

Chapitre III

Figure (III-1) : Section droite du palier

Figure (III-2) : Palier lisse

Figure (III-3) : Schéma de l'écoulement d'un fluide

Figure (III-4) : Schéma représentatif d'un palier lisse

Chapitre IV

Figure (IV-1) : Itérations de convergence

Figure (IV-2) : Schématisation du palier étudié

Figure (IV- 3) : Vecteur vitesse dans l'entrefer

Figure (IV- 4) : Vecteurs vitesse dans les deux parties convergente et divergente successivement

Figure (IV- 5) : Champs de pression ($\omega = 1000\text{tr/min}$)

Figure (IV- 6) : Champs de pression ($\omega = 2000\text{tr/min}$)

Figure (IV- 7) : Champs de pression ($\omega = 3000\text{tr/min}$)

Figure (IV- 8) : Comparaison du champ de Pression le long de la surface de l'arbre entre un fluide Newtonien et un fluide de Bengham (μ=0.1 Pa.s, $\omega = 2000\text{tr/min}$)

Figure (IV- 9) : Evolution de la pression le long de la surface de l'arbre pour différentes vitesses de rotation de l'arbre ω

Figure (IV- 10) : Evolution de la pression maximale en fonction de la vitesse de rotation de l'arbre ω

Figure (IV- 11) : Evolution de champ de pression le long de la surface de l'arbre pour différentes valeurs du facteur de consistance K pour une vitesse de rotation $\omega = 1000\text{tr/min}$

Figure (IV- 12) : Evolution de champ de pression le long de la surface de l'arbre pour différentes valeurs du facteur de consistance K pour une vitesse de rotation $\omega = 3000\text{tr/min}$

Figure (IV- 13) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K

($\omega = 3000\text{tr/min}$)

Figure (IV- 14) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K

(ω=1000tr/min)

Figure (IV- 15) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K Pour différents vitesses de rotation.

Figure (IV- 16) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K (ω=3000tr/min)

Figure (IV- 17) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K (ω=1000tr/min)

Figure (IV- 18) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K Pour différents vitesses de rotation.

Introduction générale

La lubrification est un chapitre de la tribologie, elle s'intéresse aux contacts pour lesquels un film de fluide visqueux est intercalé entre les surfaces en présence. Ce fluide peut être un liquide, pratiquement incompressible; tel que l'huile, l'eau ou même un métal fondu; il peut être aussi un gaz compressible. Le plus souvent de l'air dont la masse volumique varie très sensiblement avec la pression.

Les paliers hydrodynamiques ont pour objectif principal de supporter une charge radiale. Ces organes de support et de guidage en rotation sont de plus en plus utilisés dans les machines tournantes contemporaines. De nos jours, ils sont pour la plupart très sollicités tant au niveau de la température de fonctionnement qu'au niveau de l'épaisseur minimale du film fluide. Cette situation résulte des conditions de plus en plus sévères appliquées sur ces organes de guidage de rotors.

Durant la dernière décennie, les effets non Newtoniens dans les problèmes de lubrification sont de plus en plus étudiés. La plupart des études réalisées considèrent le lubrifiant comme fluide Newtonien ou non Newtonien, mais purement visqueux. En raison de la complexité des équations associées au problème de la lubrification hydrodynamique, le calcul numérique est largement et essentiellement utilisé ; ce qui nécessite des codes de calcul et des logiciels appropriées.

Le but de l'étude menée au cours de ce mémoire de fin d'étude a donc été de développer, a partir d'un modelé existant, une simulation numérique qui tienne compte d'un lubrifiant non – newtonienne de model Bengham et les effets de la consistance du lubrifiant ainsi que la vitesse de rotation de l'arbre sur le champ de pression et la charge hydrodynamique.

Le travail effectué est présenté en quatre chapitres. Dans le premier chapitre ont présente des généralités sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses traitant en détails, tant pratique que théorique en rappelant les équations fondamentales en lubrification hydrodynamique, spécialement en palier lisse

L'étude bibliographique à la fin de premier chapitre, synthétise les travaux effectués sur la lubrification hydrodynamique par des fluides Newtoniens et non- Newtoniens, et les méthodes analytiques et numériques de résolution. Cette étude rassemble aussi les travaux effectués sur les phénomènes thermiques dans les paliers hydrodynamiques

Le deuxième chapitre présente un comportement rhéologique varies des fluide non newtonien et à plusieurs paramètres caractéristiques du fluide composant les lois de comportement ou équations constitutives.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la lubrification hydrodynamique des paliers lisses par fluides de Bengham.

Dans le quatrième chapitre nous avons traité numériquement les écoulements des fluides de Bingham sur logiciel fluente 6.3.

Enfin, nous présenterons une conclusion générale sur l'ensemble des résultats obtenus.

Chapitre I

Généralité et étude bibliographique sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses

1. Introduction :

La lubrification est la partie la plus important de la tribologie, où le fluide lubrifiant, affecte tous les contacts entre deux solides en mouvement relatif (Figure (I-1)). Cela joue un rôle important lorsque les surfaces se déplacent de l'une à l'autre. Chaque système mécanique comporte des éléments plus ou moins lubrifiés. Le but de la lubrification est de réduire la friction, de réduire l'usure et d'améliorer l'efficacité (c'est-à-dire viser plus de puissance et moins de consommation de carburant). C'est la fonction la plus évidente de l'huile. En raison de la loi du frottement sec et des défauts de frottement entre les objets en mouvement tels que l'usure et le chauffage, il est très nécessaire de mettre une couche fluide entre les surfaces de frottement, ce qui peut le réduire considérablement. Permet au de protéger contre la résistance au glissement.

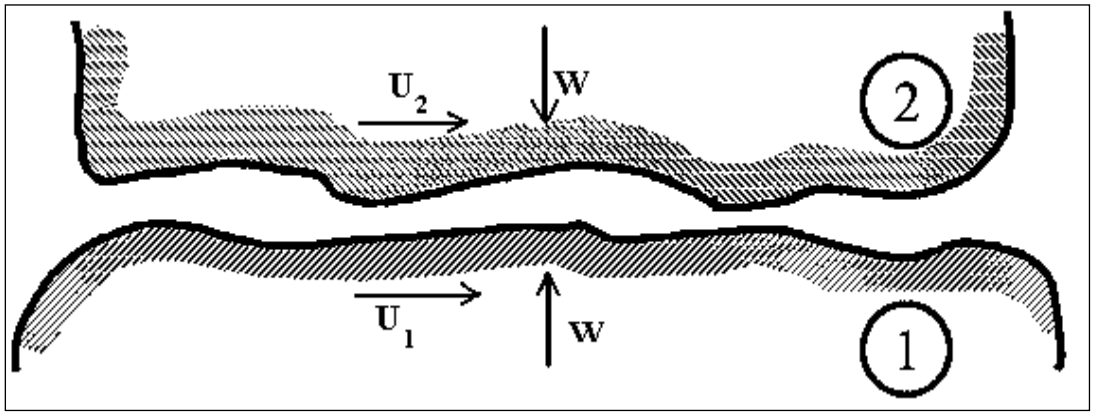


Figure (I-1):Schéma d'un contact lubrifié

2. La lubrification :

La lubrification est un ensemble de techniques permettant de réduire le frottement, l'usure entre deux éléments en contact et en mouvement l'un par rapport à l'autre. Elle permet souvent d'évacuer une partie de l'énergie thermique engendrée par ce frottement, ainsi que d'éviter la corrosion… Dans ces situations, les écoulements fluides sont parallèles aux surfaces, ce qui simplifie leur description et leur calcul. On parle de lubrification dans le cas où le lubrifiant (mécanique) est liquide et de graissage dans le cas où il est compact.

En mécanique, on lubrifie les pièces de métal ou de céramique avec un corps gras, comme de l'huile ou de la graisse. Les lubrifiants sont des produits liquides, pâteux ou solides d'origine minérale

Pour présenter une classification des différents phénomènes de lubrification, il est commode d'utiliser tant pour les contacts surfaciques que pour les contacts hertziens, la courbe de Stribeck (figure (I-2)) dont la première représentation a été donnée en 1902 dans le cas d'un palier lisse [1]

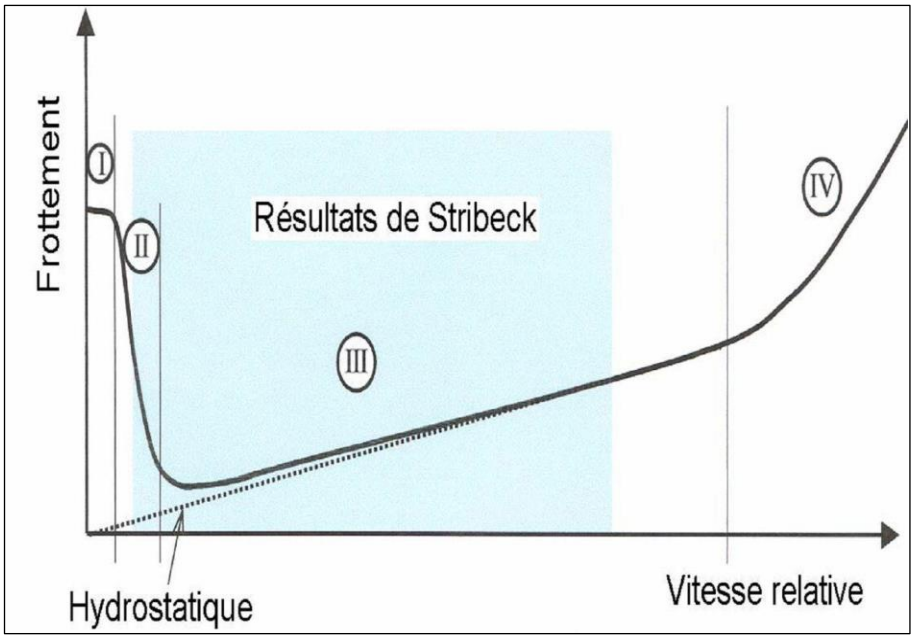


Figure (I-2) : courbe de Stribeck [1]

L'examen de cette courbe montre à l'évidence quatre zones de variations qui correspondent à quatre régimes de lubrification différents. La zone I présente la lubrification limite, la zone II expose la lubrification mixte, pour la zone III montre la lubrification hydrodynamique et pour la zone IV définisse la lubrification hydrodynamique non laminaire. La ligne en traie discontinu, présente la lubrification hydrostatique qui peut être réalisée en régime laminaire ou non laminaire.

3. Régime hydrodynamique :

Le régime hydrodynamique apparaît lorsque le déplacement relatif d'une surface par rapport à l'huile engendre, au sein de cette huile inter-faciale, une contraction telle que la pression induite équilibre la charge exercée entre les deux surfaces.

Dans ce cas la couche d'huile est suffisamment grande pour que les aspérités de pièces ne puissent venir en contact, l'épaisseur du film d'huile est alors 1000 fois plus élevée que dans le régime onctueux et la résistance de glissement est très faible.

En régime hydrodynamique, l'énergie de frottement est développée au sein même de l'huile et est évacuée grâce à la circulation d'huile. La lubrification peut être aussi hydrostatique, c'est à dire, effectuée par une source de pression extérieure au mécanisme. Quel que soit le phénomène mis en jeu, l'épaisseur minimale du film doit être plus grande que la hauteur des aspérités des surfaces, sinon on est en présence de lubrification hydrodynamique où le film d'huile a une épaisseur relativement importante (6à 8 µm lorsque les surfaces sont rectifiées).

4. Caractéristiques d'un lubrifiant :

4.1. La viscosité :

De toutes les propriétés physiques et chimiques à considérer en lubrification, la viscosité est l'une des plus importantes. Dans les paliers, les engrenages et les systèmes hydrauliques où le régime de fonctionnement est hydrodynamique, c'est la viscosité qui détermine les pertes par frottement, la capacité de charge et l'épaisseur du film d'huile. La viscosité est véritablement une mesure de l'aptitude physique d'un fluide à assurer la lubrification par film complet sous des conditions définies de vitesse, de charge et de température.
Selon la norme N.F. T 60- 100 de novembre 1959 : « La viscosité d'un liquide est la propriété de ce liquide, résultant de la résistance qu'opposent ses molécules à une force tendant à les déplacer par glissement dans son sein ».
La viscosité d'un fluide est la résistance opposée par ce fluide à tout glissement interne de ses molécules les unes sur les autres.

Cette force de résistance peut être calculée par la formule de Newton relative à l'écoulement laminaire d'un fluide entre une surface mobile animée d'une vitesse V et une surface fixe (figure (I-3)). Entre ces deux surfaces les différentes « pellicules »de fluide vont également se déplacer à des vitesses v différentes variant de 0 à V.

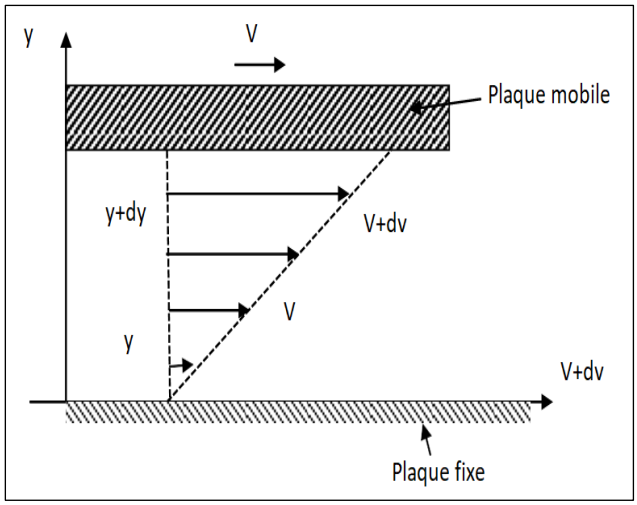


Figure (I-3) : Ecoulement de Couette

Si à une distance y de la surface fixe, la vitesse de la pellicule de fluide est v et devient v+dv à la distance y+dy alors la contrainte tangentielle σ_{xy} appelée fréquemment contrainte de cisaillement, et notée τ, est donnée par :

$$\tau = \sigma_{xy} = \mu \frac{dv}{dy} \qquad \text{(I-1)}$$

Où μ est un coefficient caractéristique du fluide appelé viscosité dynamique.
L'hypothèse selon laquelle il existe un coefficient de proportionnalité, appelé viscosité dynamique, entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse est justifié par l'expérience pour un grand nombre de fluides, dits fluides newtoniens. Parmi ceux-ci, on trouve l'eau et de nombreuses huiles lubrifiantes. La présence de macromolécules, ou des conditions sévères d'utilisation, font que la relation de proportionnalité n'existe pas toujours : le fluide est alors non newtonien.
Dans le cas général, pour un fluide newtonien, la relation qui lie le tenseur des contraintes σ_{ij} au tenseur des taux de déformation ε_{ij} s'écrit [2] :

$$\sigma_{ij} = (-P + \lambda\theta)\,\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \qquad \text{(I-2)}$$

Avec $\theta = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$

Dans cette relation, p est la pression, θ le taux de dilatation cubique, δ_{ij} le symbole de Kronecker et μ et λ deux coefficients de viscosité.
Pour un fluide incompressible $\theta = 0$: le second coefficient de viscosité λ n'intervient plus.
La viscosité des huiles minérales décroît de façon quasi-exponentielle avec la température. On peut approcher localement la variation de la viscosité dynamique par une relation de la forme : $\mu = \mu_0 e^{-E(T-T_0)}$

Avec est μ_0 la viscosité dynamique à une température T_0 donnée.

4.2. L'onctuosité :

Elle exprime la possibilité, pour un lubrifiant, d'adhérer aux surfaces frottantes et de former une couche permanente entre ces surfaces. Donc c'est la résistance qu'oppose le lubrifiant à son arrachement de la surface frottant sur laquelle il est établi. L'onctuosité varie dans le même sens que la viscosité et elle ne se chiffre pas.

4.3. L'oxydabilité :

Elle caractérise la résistance d'une huile à une éventuelle oxydation. Une huile qui s'oxyde se détériore.

4.4. L'inflammabilité :

Elle est mesurée par le point d'éclair qui est la température pour laquelle les vapeurs émises s'enflamment au contact d'une flamme.

5. Formation du film d'huile :

Les figures (I-4). *a, b* et c contrent schématiquement la manière dont s'établit le coin d'huile dans un palier ordinaire (chargé verticalement).

La figure (a) montre l'arbre de rayon r au repos ; il prend appui sur le coussinet de rayon r+ɑ, exactement à la verticale de son centre.

Au début du mouvement, l'arbre commence à rouler sur le coussinet jusqu'au point M pour lequel la réaction *-P* du coussinet est tangente au cône de frottement (fig. *b*). L'arbre continue à accélérer en glissant en M.

Nous savons que l'huile adhère aux parois. Au fur et à mesure que la vitesse de rotation augment, l'huile tend à venir s'accumuler en M. A partir d'une certaine vitesse, la pression du film d'huile est suffisante pour soulever l'arbre qui se déplace alors comme indiqué sur la (fig. c).

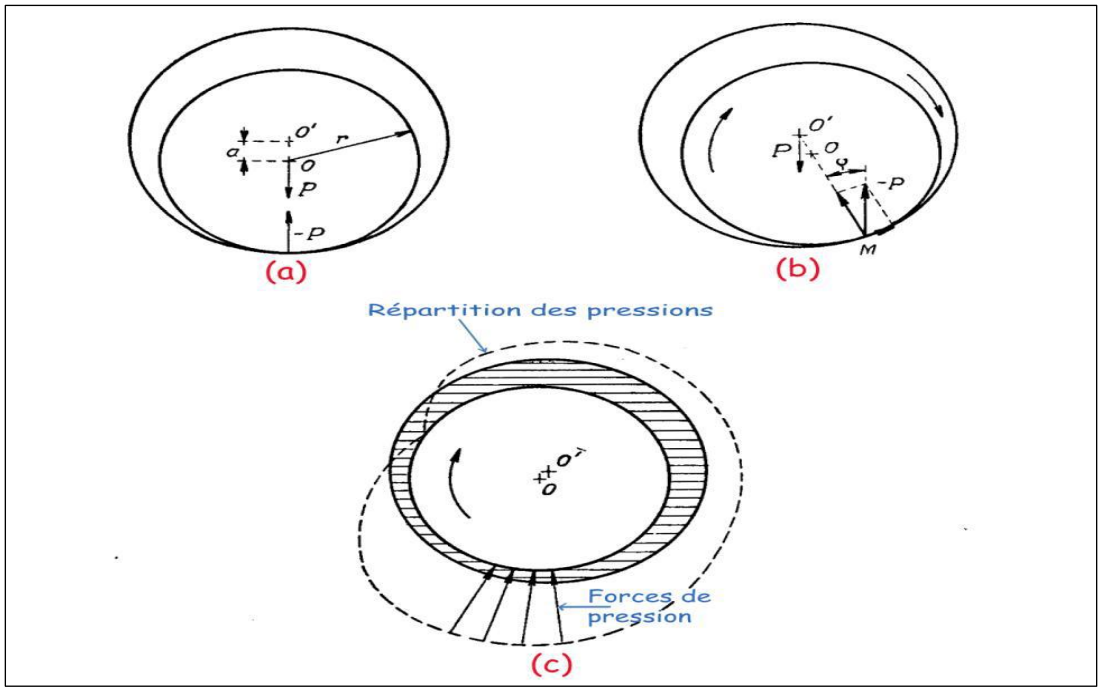


Figure (I-4) : formation du film huile

Dans ce cas, il n'y a plus contact entre l'arbre et le coussinet : il y a graissage hydrodynamique. La charge P de l'arbre est supportée par les forces de pression réparties dans le film d'huile.

6. Répartition des pressions dans l'entrefer :

Les pressions existantes entre différents points du film d'huile se répartissent (figure (I-5)) le cas d'un palier lisse qui est constitué généralement d'un arbre qui tourne à l'intérieur d'un coussinet complet Ces deux éléments sont totalement séparés par un filin de lubrifiant. Si l'on applique une charge à l'arbre, les axes de l'arbre et du coussinet ne coïncident plus.

Cette géométrie entraîne la création d'un espace convergent-divergent qui compte tendue part de l'adhérence du fluide de l'arbre et d'autre part de la vitesse de rotation de celui-ci, crée un champ de pression qui s'oppose à la charge extérieure. L'existence d'un espace divergent entraîne la rupture du film pour une zone située légèrement en aval de la zone d'épaisseur minimale du film.

On distingue donc la zone où la pression est positive et le film est complet et une région ou zone de dépression où la pression est négatives et enfin une région inactive à pression nulle dans laquelle peut apparaître la cavitation. Pour que le film d'huile s'amorce et soit continu, il faut que la vitesse de l'arbre soit suffisante, la viscosité de l'huile soit suffisante et que l'alimentation soit abondante et qu'elle s'effectue dans une zone de pression faible ou nulle.

Une alimentation abondante peut être obtenue sous pression en permanence en exécutant une rainure d'alimentation qui a pour but de répartir l'huile sur toute la largeur du palier et de faciliter la formation du film d'huile et en particulier d'irriguer la zone inactive du film, on évite ainsi le phénomène de cavitation et d'augmenter le débit afin de limiter l'échauffement du fluide.

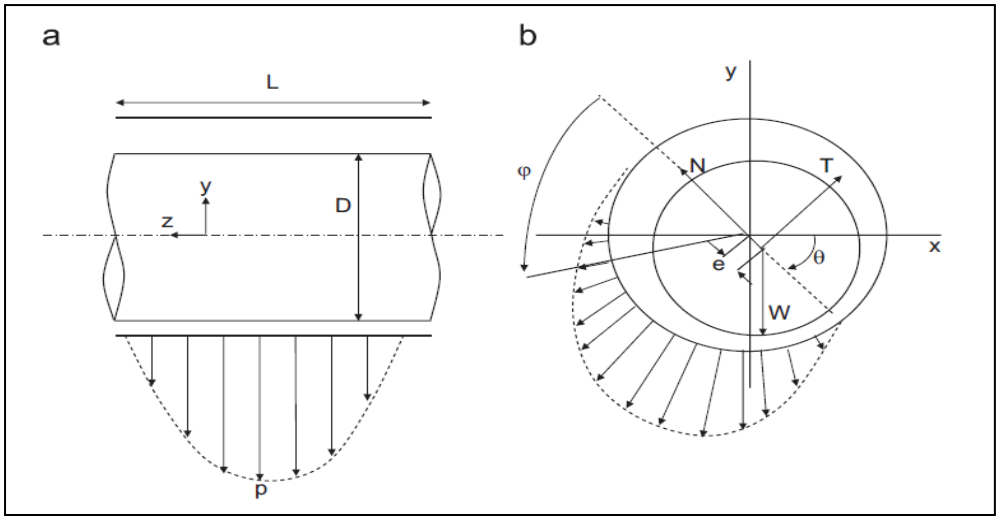


Figure (I-5) : (a) : distribution de la pression, (b) : distribution de la pression et de la force hydrodynamique

7. La lubrification hydrodynamique par un fluide newtonien :

En lubrification hydrodynamique, le film de fluide sépare totalement les surfaces en présence, ce qui suppose que les aspérités et les défauts de forme des surfaces aient des dimensions inférieures à l'épaisseur du film. Dans le cas contraire, il y aura contact en différents points des deux surfaces ; on parlera alors soit de lubrification mixte, soit de lubrification limite.

La formation et le maintien d'un film de fluide imposent l'existence d'une pression dans ce film afin d'équilibrer la charge appliquée entre les deux surfaces du mécanisme. Cette pression, qui, en lubrification hydrostatique, est engendrée par un système extérieur au contact (pompe ou compresseur) est, dans le cas hydrodynamique, créée par le déplacement relatif des surfaces. Le calcul de cette pression permet de déterminer la charge que peut supporter le contact, le couple ou la force de frottement et le débit de fluide dans le mécanisme. Ainsi, pour déterminer les caractéristiques de fonctionnement d'un palier, il faudra tout d'abord calculer la pression dans le film. Cette pression est obtenue par la résolution de l'équation de Reynolds qui, sous une forme simplifiée, a été démontrée par ce dernier en 1886.

7.1. Équation de Reynolds :

L'équation de Reynolds est assez générale. Elle s'applique à différents lubrifiants et à différents types de contacts. Les hypothèses simplificatrices considérées sont :

- Fluide incompressible.
- La masse volumique disparaît de l'équation de Reynolds.
- Fluide de viscosité constante

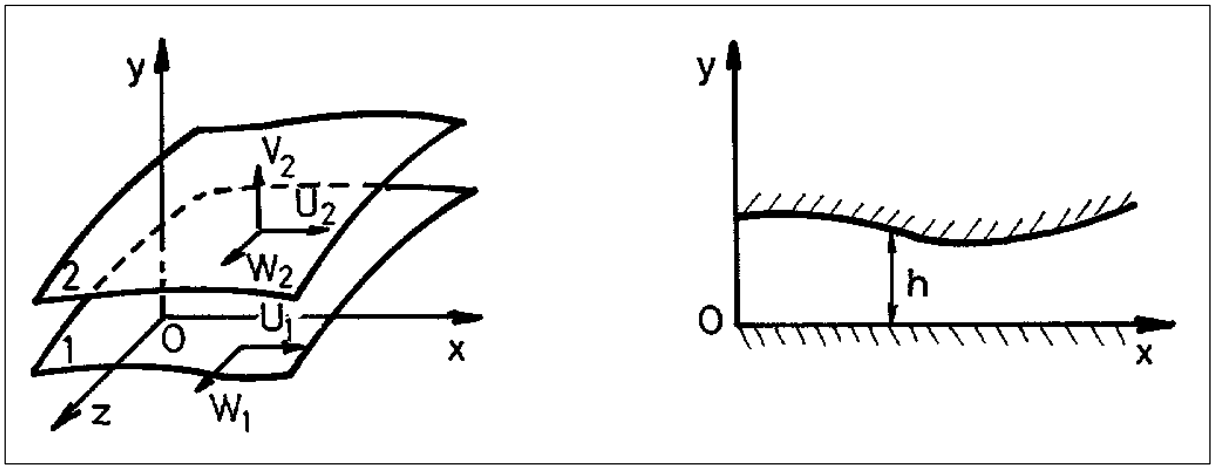


Figure (I-6): Système d'axes en coordonnées cartésiennes.

L'équation de Reynolds traduit la loi de conservation du débit dans le contact.
En coordonnées cartésiennes (figure I-6), où l'épaisseur du film *h* est mesurée selon *Y*, les conditions aux limites sur les vitesses du fluide sont :
Sur la paroi 1, pour $y = 0$: $u = U1$; $v = 0$; $w = W1$;

Sur la paroi 2, pour $y = h$: $u = U2$; $v = V2$; $w = W2$.

Si P est la pression dans le film et μ la viscosité dynamique du fluide, l'équation de Reynolds s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6(U_1-U_2)\frac{\partial h}{\partial x}+6(W_1-W_2)\frac{\partial h}{\partial z}+6h\frac{\partial}{\partial x}(U_1+U_2)+6h\frac{\partial}{\partial z}(W_1+W_2)+12V_2 \quad \text{(I-3)}$$

Les composantes de la vitesse du fluide *u* et *w* respectivement dans les directions *X* et *Z* sont :

$$\begin{cases} u=\frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}y(y-h)+\frac{h-y}{h}U_1+\frac{y}{h}U_2 \\ w=\frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial z}y(y-h)+\frac{h-y}{h}W_1+\frac{y}{h}W_2 \end{cases} \quad \text{(I-4)}$$

De ces relations, on déduit les contraintes de cisaillement dans le fluide :

$$\begin{cases} \tau_{xy}=\mu\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{1}{2}\frac{\partial p}{\partial x}(2y-h)+(U_2-U_1)\frac{\mu}{h} \\ \tau_{yz}=\mu\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{1}{2}\frac{\partial p}{\partial z}(2y-h)+(W_2-W_1)\frac{\mu}{h} \end{cases} \quad \text{(I-5)}$$

7.2. Condition de Sommerfeld :

Sommerfeld en 1904 [3] suppose que le film lubrifiant est continu et qu'il n'y a pas de rupture du film. Dans ces conditions la distribution de pression est antisymétrique par rapport au point $\theta = \pi$ et le lieu du centre de l'arbre dans le coussinet est une droite normale à la direction de charge. Ces conditions aux limites ne sont valables que pour les paliers fonctionnant à de très faibles charges ou avec des pressions d'alimentation très élevées car sinon des pressions négatives apparaissent dans le film, ce qui est physiquement inacceptable

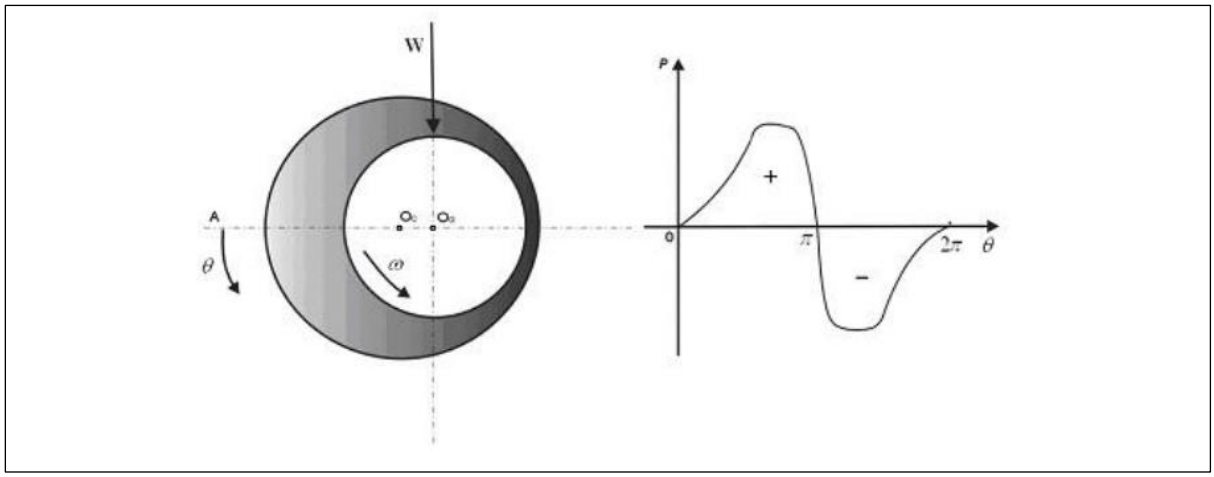


Figure (I-7) : Illustration de la condition de Sommerfeld.

7.3. Condition de Gümbel :

Gümbel en 1921 [4], à la suite des travaux de Sommerfeld, propose comme conditions aux limites :

$p(\theta = 0, z) = 0$

$p(\theta = \pi, z) = 0$

$p(\theta, z) = 0 \text{ si } \pi < \theta < 2\pi$

Cela revient à négliger, dans la solution de Sommerfeld les pressions négatives. Ces conditions impliquent une discontinuité dans l'écoulement au point $\theta = \pi$; elles ne sont pas acceptables physiquement mais sont utilisées dans le cas de l'approximation du palier court.

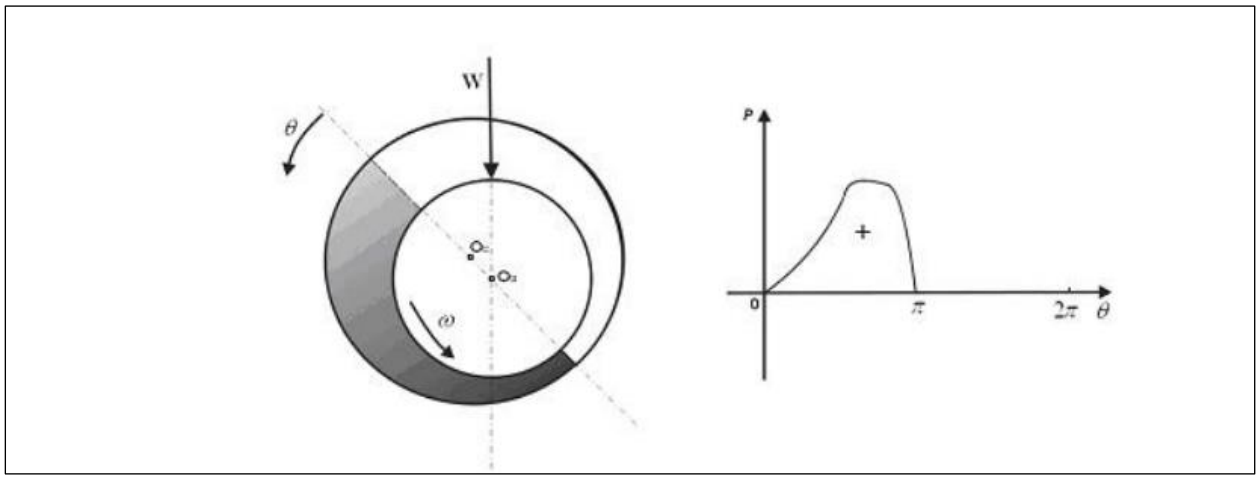


Figure (I-8):Illustration de la condition de Gümbel.

7.4. Condition de Reynolds

Ces conditions proposées indépendamment par Swift en 1932 [5] et par Steiber en 1933 [5], respectent la continuité du débit et supposent que pour une abscisse π_s inconnue, la pression et le gradient de pression s'annulent :

$p(\theta = 0, z) = 0$

$p(\theta = \theta_s, z) = 0$

$\frac{\partial p}{\partial \theta}(\theta = \theta_s, z) = \frac{\partial p}{\partial z}(\theta = \theta_s, z) = 0$

$p(\theta, z) = 0 \quad si \quad \theta_s < \theta < 2\pi$

On distingue ainsi deux régions dans le palier : une région active où la pression est positive et le film complet, pour des valeurs de θ comprises entre 0 et θ_s et une région inactive à pression nulle et dans laquelle en régime dynamique, peut apparaître de la cavitation, pour $\theta_s<\theta< 2\pi$. Ces conditions sont celles qui donnent les solutions les plus exactes ; elles ont été vérifiées dans de nombreuses études expérimentales.

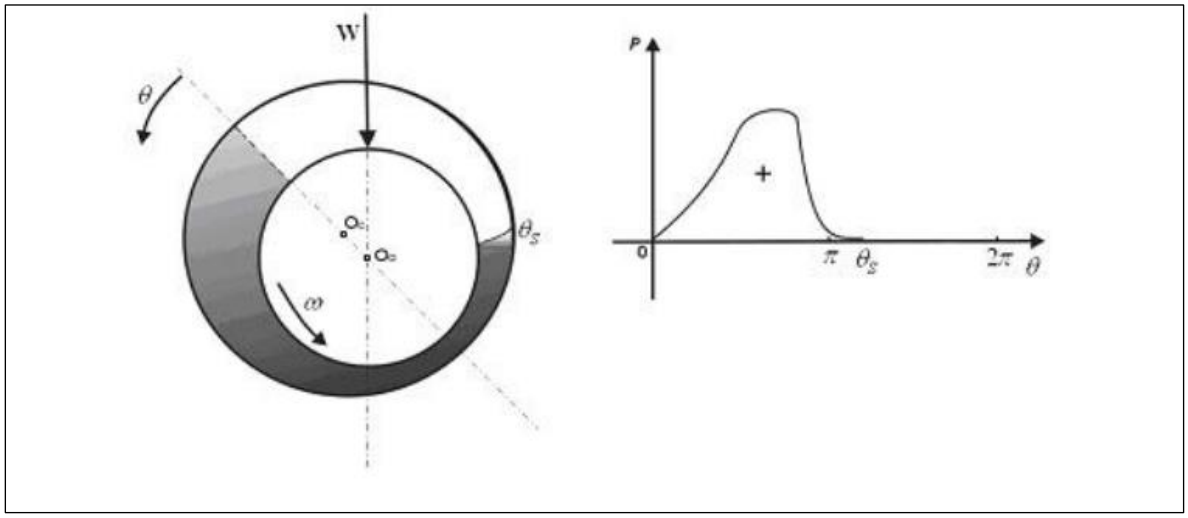


Figure (I-9): Illustration de la condition de Reynolds.

8. profil de pression cas d'un palier infiniment long :

Sommerfeld a résolu cette équation dans le cadre d'un problème plan ($\partial/\partial z = 0$) en négligeant l'écoulement axial, (hypothèse du palier long).
Lorsque le rapport L/D de la longueur au diamètre du palier est grand on peut négliger le débit axial. L'écoulement est donc purement circonférentiel. En pratique, ce calcul s'applique aux paliers tels que (L/D)>4. Si seul l'arbre est animé d'un mouvement de rotation uniforme $\omega_a = \omega$ et $\omega_c = 0$, l'équation de Reynolds se réduit à [6]:

$$\frac{d}{dx}\left(h^3 \frac{dp}{dx}\right) = 6\mu R\omega \frac{dh}{dx} \qquad \text{(I-6)}$$

En utilisant la coordonnée angulaire $\theta = \frac{x}{R}$:

$$\frac{d}{d\theta}\left(h^3 \frac{dp}{d\theta}\right) = 6\mu R^2\omega \frac{dh}{d\theta} \qquad \text{(I-7)}$$

- **Calcul de la Pression**

Si le palier est alimenté à la pression $p=p_a$ par l'intermédiaire d'une rainure axiale de largeur nulle (infiniment mince), les conditions de Sommerfeld s'écrivent :

$p(\theta=0)=p(\theta=2\pi)=p_a$
Une première intégration de l'équation de Reynolds donne :

$$\frac{dp}{d\theta} = 6\mu R^2 \omega \frac{h - h^*}{h^3} \tag{I-8}$$

h^* Étant l'épaisseur du film lubrifiant au point où le gradient de pression est nulle. En intégrant et en remplaçant h par sa valeur, on obtient :

$$p = 6\mu\omega\left(\frac{R}{C}\right)^2 \left\{ \int \frac{d\theta}{\left(1+\varepsilon\cos\theta\right)^2} - \frac{h^*}{C}\int \frac{d\theta}{\left(1+\varepsilon\cos\theta\right)^3} \right\} + k \tag{I-9}$$

Où k est une constante d'intégration.

En utilisant le changement de variable de Sommerfeld défini par :

$$1+\varepsilon\cos\theta = \frac{1-\varepsilon^2}{1-\varepsilon\cos\Psi} \tag{I-10}$$

Soit

$$\cos\theta = \frac{\cos\Psi - \varepsilon}{1-\varepsilon\cos\Psi} \tag{I-11}$$

$$\sin\theta = \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}\sin\Psi}{1-\varepsilon\cos\Psi} \tag{I-12}$$

$$d\theta = \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2}\,d\Psi}{1-\varepsilon\cos\Psi} \tag{I-13}$$

Dans ce cas, la pression s'écrit :

$$p = \frac{6\mu\omega\left(R/C\right)^2}{\left(1-\varepsilon^2\right)^{3/2}} \left\{ \Psi - \varepsilon\sin\Psi - \frac{h^* 2\Psi - 4\varepsilon\sin\Psi + \varepsilon^2\Psi + \varepsilon^2\sin\Psi\cos\Psi}{2C\left(1-\varepsilon^2\right)} \right\} + k \tag{I-14}$$

Les deux constantes h^* et k sont déterminées à partir des conditions aux limites sur la pression. Il résulte :

$$k = p_a \text{ Et } \quad \frac{h^*}{C} = \frac{2\left(1-\varepsilon^2\right)}{2+\varepsilon^2} \tag{I-15}$$

Soit :

$$p = \frac{6\mu\omega\left(R/C\right)^2}{\left(1-\varepsilon^2\right)^{3/2}} \left\{ \Psi - \varepsilon\sin\Psi - \frac{2\Psi - 4\varepsilon\sin\Psi + \varepsilon^2\Psi + \varepsilon^2\sin\Psi\cos\Psi}{2+\varepsilon^2} \right\} + p_a \tag{I-16}$$

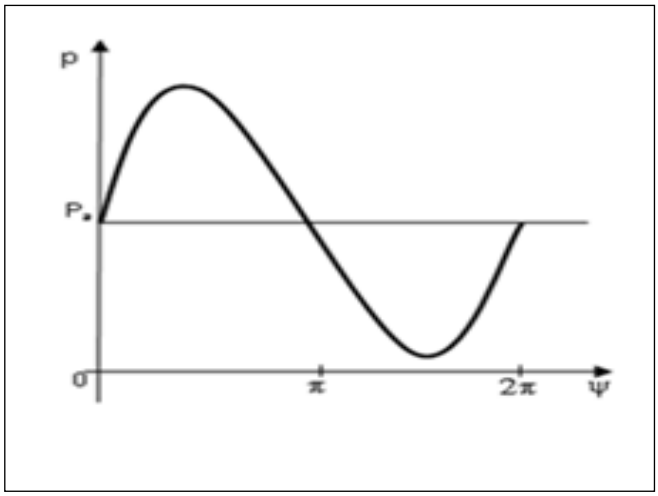


Figure (I-10) : Allure de la pression

9. Calcul de la charge hydrodynamique :

Pour calculer la charge portante W et l'angle de calage ϕ, il faut intégrer le champ de pression sur la surface de l'arbre. Pour cela, on projette les forces de pression selon deux directions orthogonales $\vec{k}$ et $\vec{l}$ dont l'une est colinéaire à la ligne des centres figure (I-11) [6].

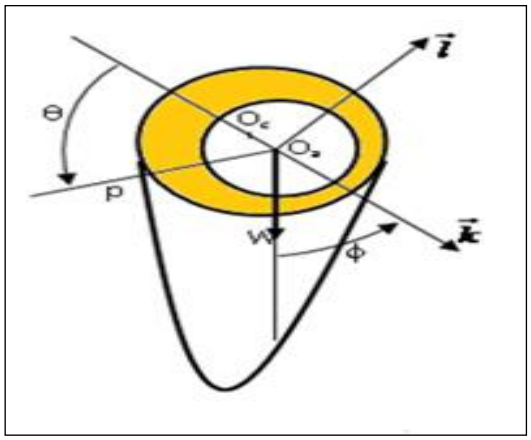


Figure (I-11): Section droite du palier

Le tenseur des contraintes visqueux est donné par :

$$\sigma = \begin{bmatrix} -p+\tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{xy} & -p+\tau_{yy} \end{bmatrix} \quad \text{(I-17)}$$

La normale à l'arbre s'écrit sous la forme :

$$\vec{n} = \begin{Bmatrix} n_k = \cos\theta \\ n_l = \sin\theta \end{Bmatrix} \quad \text{(I-18)}$$

D'où :

$$\overline{T} = \begin{Bmatrix} \left(-p+\tau_{xx}\right)\cos\theta + \tau_{xy}\sin\theta \\ \tau_{xy}\cos\theta + \left(-p+\tau_{yy}\right)\sin\theta \end{Bmatrix} \quad \text{(I-19)}$$

Si on néglige les contributions des contraintes normales et tangentielles. Les équations d'équilibres de l'arbre (Figure (I-11)) s'écrivent [5]:

$$W\cos\phi + L\int_0^{2\pi} p\cos\theta R d\theta = 0 \quad \text{(I-20)}$$

$$-W\sin\phi + L\int_0^{2\pi} p\sin\theta R d\theta = 0 \quad \text{(I-21)}$$

En intégrant par partie :

$$W\cos\phi = LR\int_0^{2\pi} \frac{dp}{d\theta}\sin\theta d\theta \quad \text{(I-22)}$$

$$W\sin\phi = LR\int_0^{2\pi} \frac{dp}{d\theta}\cos\theta d\theta \quad \text{(I-23)}$$

Après intégration on aboutit à :

$$W\cos\phi = 0 \quad \text{(I-24)}$$

$$W\sin\phi = \frac{12\mu R^3\omega L\pi\varepsilon}{C^2\left(2+\varepsilon^2\right)\sqrt{1-\varepsilon^2}} \quad \text{(I-25)}$$

D'où

$$W = \frac{12\mu R^3\omega L\pi\varepsilon}{C^2\left(2+\varepsilon^2\right)\sqrt{1-\varepsilon^2}} \quad \text{(I-26)}$$

$$\phi = \frac{\pi}{2} \quad \text{(I-27)}$$

La charge W, est par conséquent indépendante de la pression d'alimentation P_a, car celle-ci, intervenant comme une constante dans la valeur de la pression, admet une résultante nulle après intégration autour de l'arbre. La figure (I-12-a) représente les variations de la charge sans dimension W en fonction de l'excentricité relative ε. L'angle de calage ϕ est toujours égal à π/2. Cela signifie que le centre de l'arbre se déplace selon une direction normale à la ligne de charge. On peut montrer qu'un tel palier est toujours dynamiquement instable.

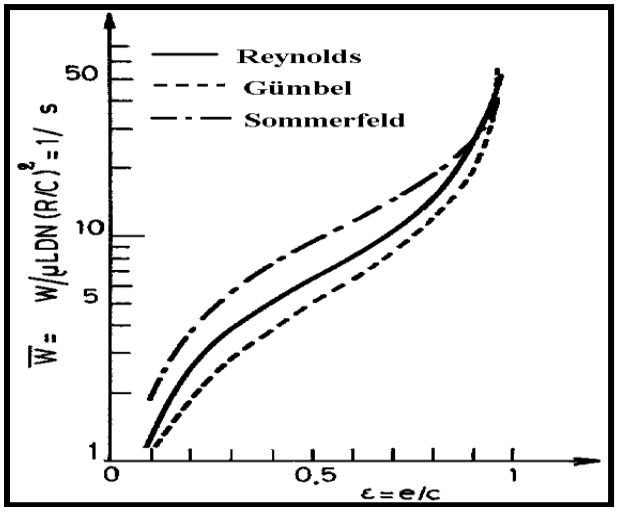


Figure (I-12-a) : Variation de la charge sans dimension W en fonction de l'excentricité relative ε[6]

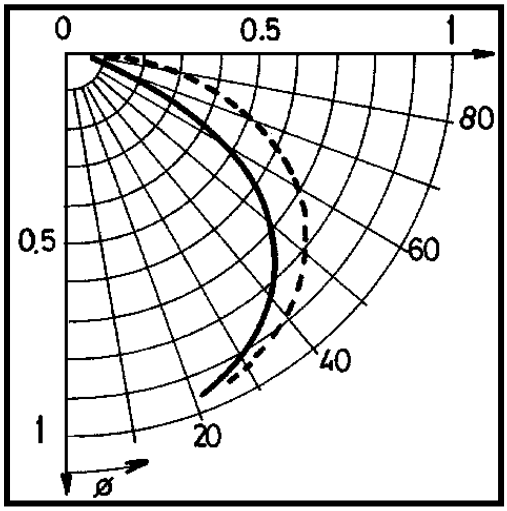


Figure (I-12-b): Variation de l'angle de calage f en fonction de l'excentricité ε[6]

10.Étude bibliographique :

Historiquement il existe plain des travaux sur la lubrification hydrodynamique théoriquement, numériquement et expérimentalement

On 1954, milne réalisé d'études théorique pour la lubrification a l'aide de matériel bingham il a été conclu qu'un lubrifiant se comporte des roulements a extrémités étanches d'une manière presque bidimensionnelle et des formes correctes ont été obtenues par solution graphique [7]

On 1973 ,Wada, S et H. Hayashi et K. Haga, utilisent une théorique tridimensionnelle sur lubrification de bingham et qu'il était une image bidimensionnelle spécial de la formation du noyau , jusque ce qu'il trait un formation de base pour former un fluxe bidimensionnel et la plage de susceptibilité, et sur ces résultat spéciaux ont été présente pour la premier fois dans la formation de équation de Reynolds on fonction des condition de base jusqu'à cette équation de Reynolds c'est équation régissant la lubrification hydrodynamique. [8]

On 1990, Stangroom dites qu'il Ya un regain d'intérêt pour le model de bingham dans le frottement, lubrification et la corrosion en raison de l'utilisateur potentiel de comme lubrifiant intelligent et contrôlable.il se produit également que les fluide sont raisonnablement décrits par le modèle de bingham. [9]

En 1990, Rastogi et Gupta [10] analysent l'importance des effets viscoélastiques dans les paliers soumis à des charges dynamiques. Le modèle de Maxwell est utilisé. Ils ont montré une diminution de la capacité de charge des paliers en présence d'un comportement viscoélastique. Une année plus tard, les mêmes auteurs analysent l'importance des effets rhéofluidifiants dans les paliers dynamiques. La variation de la viscosité avec le taux de cisaillement est modélisée à partir d'une loi puissance.

On 1991, Tichy Jail a utilisé un modèle de lubrification standard en combinaison avec le model bingham applique uniquement aux film lubrifiant 1d , l'inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est valable que pour les film lubrifiant 1d, ce qui rend précise uniquement lorsqu'elle est appliquée a exemple des roulement de magasin infiniment longs, avantage de cette méthode est quelle est précise car elle n'utilise aucune approximation pour tenir compte de la linéarité due a la limite d'élasticité.[12]

En 2000, Zhang et Cheng [13] proposent une analyse thermohydrodynamique non-newtonienne dans des conditions de lubrification mixte. Les deux effets non-newtoniens (viscoélastiques) sont inclus. Les auteurs montrent une influence significative de l'effet rhéofluidifiants sur l'épaisseur minimale, sur la puissance dissipée et le débit de fuite des paliers dynamiques. En parallèle, ils affirment que l'effet viscoélastique n'a pas d'influence importante sur ces derniers paramètres et qu'il peut plus ou moins influencer la capacité de charge des paliers

K.P.Gertzos et al [14] ont proposé en **2008** une étude sur la lubrification des paliers hydrodynamiques avec des fluides électro- rhéologiques (ERFs) et les fluides magnéto-rhéologiques (MRFs), ces deux fluides se comportent comme des fluides de Bingham. Ils ont utilisé le code CFD pour déterminer les caractéristiques et l'équilibre hydrodynamique des paliers lubrifiés avec des fluides de Bingham et des fluides Newtoniens en trois dimensions. Le logiciel utilisé dans cette étude est Fluent ainsi que le type de maillage est le maillage dynamique. Des caractéristiques de réalisation du palier étudié, telles que l'excentricité relative, l'angle d'attitude, la distribution de la pression, le coefficient de frottement et le débit de lubrifiant, sont déterminées et présentées pour plusieurs valeurs du rapport longueur/diamètre (L/D) et du taux de cisaillement. Les résultats obtenus à partir du modèle à trois dimensions développé de CFD s'avèrent dans la concordance très bonne avec des données expérimentales et analytiques.

M. Guemmadi et A. Ouibrahim [15] ont publié en **2011** un travail qui considère l'étude de la lubrification hydrodynamique d'un palier en utilisant un lubrifiant ayant des propriétés viscoélastiques décrites par le modèle de Maxwell généralisé UCM. La complexité des équations (quantité de mouvement et constitutive) couplées associés au problème étudié dans une telle géométrie nécessite des outils numériques. Ils ont utilisé le logiciel FLUENT avec un code de calcul développé en C^{++}, pour déterminer la distribution de la pression, le profil de vitesse de l'écoulement et le champ de contraintes dans l'entrefer et de calculer la portance et l'angle de calage. Les résultats montrent que l'effet de la viscoélasticité est marqué par l'existence de la différence de la contrainte normale.

Amit Singla et al [16] en 2014 ont publié d'une étude numérique utilisant le logiciel CFD pour analyser les performances hydrodynamiques des roulements circulaires. Ils ont montré des résultats sur la répartition de la pression et de la température dans les paliers fluides newtoniens. Ils pensaient que la viscosité changerait avec la température. Les résultats du montrent que lorsque la viscosité est constante, la température et la pression augmentent, mais en réalité, à mesure que la température augmente, la viscosité du lubrifiant diminue, affectant la capacité de charge du roulement, les performances peuvent être dégradées.

W. Pratomo et al en 2017 ont proposé une étude utilisant logiciel CFD pour comparer la lubrification hydrodynamique des paliers lisses avec des fluides newtoniens en présence de fluides non newtoniens et de cavitation.

Des résultats tels que la répartition de la pression hydrodynamique, la capacité portante, la force de frottement. Sont obtenus et ils ont comparé pour optimiser la profondeur du bassin. Les résultats obtenus dans cette étude montrent les performances supérieures du lubrifiant Newton par rapport aux autres types de lubrifiants.

En 2017 **Talha Zia et al** [17] ont proposé une étude pour modéliser le comportement Newtonien d'un lubrifiant par la résolution de l'équation de Reynolds 2-D et calculer l'épaisseur du film fluide. Une deuxième étude a été réalisée pour un lubrifiant de type viscoélastique. Les résultats de simulation montrent qu'à faible vitesse initiale, le lubrifiant newtonien n'est pas efficace contre les charges cycliques pour empêcher le contact physique et l'usure des surfaces en interaction. Les caractéristiques viscoélastiques du lubrifiant contribuent visiblement à améliorer les profils de pression et l'épaisseur du film. Il réduit les risques de rupture du film lubrifiant et améliore la durée de vie du vilebrequin en empêchant l'usure de l'adhésif.

11.Conclusion :

Ce chapitre nous a permis de présenté les généralités sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses ainsi que les équations et les Caractéristiques d'un lubrifiant. Il explique aussi comment calculé la charge hydrodynamique et la pression, une étude bibliographique qui nous a permis de suivre l'évolution de l'analyse du phénomène de lubrification dans les paliers.

L'équation de Reynolds est une équation différentielle du second ordre de type elliptique inconnu dont le principal est la pression. La valeur de la pression dans le film dépend non seulement de la géométrie du contact et de sa cinématique, mais des conditions aux limites de pression lors de la résolution de l'équation de Reynolds.

La dérivation de l'équation de Reynolds nécessite l'emploi de plusieurs hypothèses simplificatrices. La détermination des équations géométriques du film permet de définir en chaque point et à chaque instant l'épaisseur du film lubrifiant dans le palier

Chapitre II

Comportement rhéologique des fluides non-newtonien

1. Introduction :

Le comportement rhéologique d'un fluide traduit la réponse mécanique de celui-ci, c'est-à-dire la relation entre les déformations du fluide et les contraintes appliquées. De manière générale, elle s'exprime par une équation constitutive reliant le tenseur des contraintes et le tenseur des taux de déformation. Il existe une grande variété de comportements rhéologiques, depuis une simple relation linéaire entre contraintes et taux de déformation, jusqu'à des comportements complexes, pouvant dépendre des vitesses de déformation, de l'histoire du fluide ou des conditions d'écoulement. [18]

La rhéologie est l'étude des phénomènes de déformation de la matière sous l'effet de contraintes. Le comportement rhéologique d'un fluide se traduit par une relation entre le tenseur des contraintes et le tenseur des vitesses de déformation pour ce fluide

2. Modelés rhéologiques :

Un modèle rhéologique est un modèle utilisé pour modéliser le comportement d'un matériau, c'est-à-dire pour simuler sa réponse à une sollicitation mécanique.

2.1. Équations constitutives :

Le terme de loi de comportement des fluides est couramment utilisé pour énoncer la relation descriptive du tenseur des contraintes en liaison avec celui des taux de déformation représenté dans le milieu du fluide en écoulement. Les caractères des fluides Newtoniens et non Newtoniens sont alors associés à des paramètres dont dépendent ces relations.

Par cette démarche, plusieurs lois de comportement ont pu être proposées, donnant une meilleure simulation de l'écoulement des fluides de différents types.

2.2. Fluide Newtonien :

Pour un fluide Newtonien et compressible, la relation qui lie le tenseur des contraintes τ_{ij} au tenseur des taux de déformation D_{ij} est de la forme : $\sigma_{ij} = (-p + \lambda\theta)\delta_{ij} + 2\mu D_{ij}$

Où P est la pression dans le fluide, θ le taux de dilatation cubique, δ_{ij} le symbole de Kronecker, μ et λ deux coefficients de viscosité appelés constantes de Navier.

Pour un fluide incompressible (iso-volume) θ=0, le second coefficient de viscosité λ n'intervient plus.

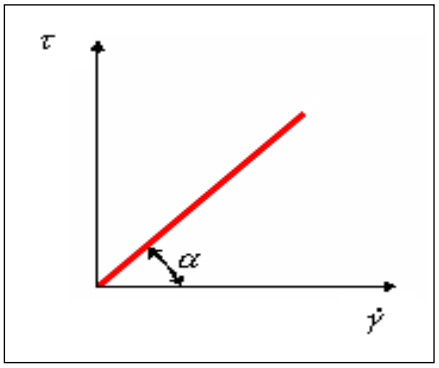


Figure (II-1) : Rhéogramme d'un fluide Newtonien (μ=tgα) [19]

Ce fluide, composé d'une seule phase liquide, est aussi appelé fluide visqueux linéaire. Il est de plus incompressible, homogène et isotrope. La majorité des fluides utilisés en lubrification suivent, en première approximation, cette loi de comportement qui est représentée graphiquement en Figure (II-1). Par rapport aux lois de comportement des fluides visqueux non- linéaires, elle permet de simplifier considérablement les études théoriques sur les caractéristiques des mécanismes lubrifiés.

2.3. Fluide non Newtonien :

Dans ce cas, la viscosité n'est pas constante. A chaque valeur du couple taux de cisaillement- contrainte de cisaillement ($\dot{\gamma}$ et τ) correspond une valeur de la viscosité μ . Dès lors, on parle de viscosité apparente. Les lois de comportement des fluides non Newtoniens sont caractérisées par la composition du milieu (fluides multi-phases et fluides composés de différentes substances liquides ou solides). Chacune des phases (substances) fait intervenir différents caractères liés à son état de mouvement tels que viscosité, élasticité, plasticité, ainsi que l'influence de la température, l'effet régressif, etc. La prise en compte de l'ensemble de ces facteurs conduit alors aux lois de comportement non-linéaires des fluides non Newtoniens.

a) Loi de puissance :

Ce modèle est également connu comme modèle d'Ostwald-De Waele (1925), c'est un modèle qui peut être employé pour modéliser les fluides pseudos plastiques. Dans ce modèle l'effort de cisaillement est écrit comme une puissance du taux du cisaillement, le modèle emploie deux paramètres d'ajustement de courbe, l'un est appelé indice de la loi de puissance (n) et l'autre est désigné généralement sous le nom du coefficient liquide d'uniformité (*n*)

Pour le présent modèle d'écoulement, l'expression suivante est utilisée :

$$\tau_{yx} = \eta \left(\frac{du}{dy}\right)^n \qquad \textit{(II-1)}$$

Pour le présent modèle d'écoulement, l'expression suivante est utilisée :

$$\mu = \tau_{xy}/(du/dy) = \eta \left(\frac{du}{dy}\right)^{n-1} \qquad \textit{(II-2)}$$

Avec :

Pour n<1 le fluide pseudoplastique.

Pour n=1 le fluide est newtonien.

Pour n>1 le fluide est dilatant.

Dans ces équations, η et *n* sont deux paramètres empiriques de la courbe d'ajustage de précision. Pour un fluide pseudo plastique, l'indice peut avoir n'importe quelle valeur entre 0 et 1et pour un fluide dilatant, l'indice *n* sera plus grand que l'unité. Les équations *(II-1)* et *(II-2)* qui décrivent le comportement du fluide Newtonien, bien que le modèle de loi puissance offre la représentation la plus simple et sa simplicité est la raison principale de sa large utilisation

b) Loi de cross :

Le modèle de cross est une variante du modèle carreau, il s'écrit :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{1}{1+|\lambda\dot{\gamma}|^{1-n}} \qquad \textit{(II-3)}$$

Sous une autre forme :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{1}{1+\left(\eta_0.\gamma/\tau^*\right)^{(1-n)}} \qquad \textit{(II-4)}$$

τ^*: taux de cisaillement marquant le début de la zone de pseudo-plasticité.

c) Loi de Carreau :

Le modèle de la loi de puissance s'applique sur une plage limitée de la courbe de viscosité. En réalité à des faibles taux de cisaillement les polymères ont un comportement newtonien, c.-à-d. que la viscosité est indépendante du taux de cisaillement. Carreau a développé un modèle qui représente complètement la courbe de viscosité et qui prend en charge ce plateau, son modèle s'écrit :

$$\eta = \eta_0\left[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2\right]^{\frac{n-1}{2}} \qquad \textit{(II-5)}$$

- η_0 : viscosité à cisaillement nul.
- λ : constant de temps.
- n : indice de la loi de puissance

On retrouve bien l'expression de la contrainte de cisaillement :$\tau = k|\dot{\gamma}|^m$ si $\dot{\gamma} > 0$. On constate par ailleurs que, comme la loi newtonienne, la loi pseudo- plastique ne donne aucune différence de contraintes normales en cisaillement simple [20].

Tableau (II-1) : Lois rhéologiques des fluides indépendants du temps présentant une contrainte critique.

Modèles	Loi rhéologiques	Pour $\tau \geq \tau_c$ $\dot{\gamma} = 0$ si $\tau < \tau_c$	Paramètres	Remarques
Plastique de BINGHAM	$\tau - \tau_c = \mu_p\dot{\gamma}$		τ_c, μ_p	-Conduites cylindriques et annulaires agitation transfert thermique
HERSCHEL-BULKLEY	$\tau - \tau_c = \left(k\dot{\gamma}\right)^n$		τ_c, k, n	-Utilisée expérimentalement
CASSON	$\tau^{1/2} = k_c\dot{\gamma}^{1/2} + \tau_c^{1/2}$		k_c, τ_c	-Suspensions de flocs

SKELLAND	$\tau - \tau_c = \frac{\mu_0 \dot{\gamma}}{1 + C(\tau - \tau_c)^m}$	τ_c, μ_0, m, c	
CROWLEY-KITZES	$\tau = \mu_L \left\{ \frac{1,2 + \alpha\left[(C_1\tau)^{-0.2} + 1\right]^3}{1,2 - 2\alpha\left[(C_1\tau)^{-0.2} + 1\right]^3} \right\} \dot{\gamma}$	C_1	-Utilisée pour les suspensions de ThO2 dans l'eau lourde. α est la fraction volumique de ThO2 et μ_L la viscosité de l'eau lourde

Tableau (II-2) : Lois rhéologiques des fluides indépendants du temps ne présentant pas de contrainte critique [20]

Modèle	Loi rhéologique	Paramètres
Ostwald DE WAELE	$\tau = k\dot{\gamma}^n$	K,n
ELLIS	$\tau = \left[\frac{\mu_0}{1 + (\tau / \tau_{1/2})^{\alpha - 1}} \right] \dot{\gamma}$	$\mu_0, \tau_{1/2}, \alpha$
PRANDTL-EYRING	$\tau = \tau_0 sh^{-1}(t_0 \dot{\gamma})$	τ_0 , t_0
POWELL-EYRING	$\tau = \mu_1 \dot{\gamma} + \frac{\mu_0}{t_0} sh^{-1}(t_0 \dot{\gamma})$	μ_0, μ_1, t_0
SISKO	$\tau = \mu_0 \dot{\gamma} + k\dot{\gamma}^n$	μ_0,k, n
REINER PHILLIPOFF	$\tau = \left[\mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau / \tau_s)^2} \right] \dot{\gamma}$	$\mu_0, \mu_\infty, \tau_s$
LOI PUISSANCE TRONQUEE DE SPRIGGS	$\tau = \mu_0 \dot{\gamma}^n$ $\tau = \mu_0 (\dot{\gamma} / \dot{\gamma}_0)^{n-1} \dot{\gamma} \quad \dot{\gamma} \geq \dot{\gamma}_0$	μ_0 $\dot{\gamma}_0$,n
METER	$\tau = \mu_0 \left[\frac{1 + (\tau / \tau_m)^{\alpha - 1} (\mu_\infty / \mu_0)}{1 + (\tau / \tau_m)^{\alpha - 1}} \right] \dot{\gamma}$	μ_0, τ_m, α

CROSS	$\tau = \left[\mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1+(\dot{\gamma} t_1)^P} \right] \dot{\gamma}$	$\mu_0, \mu_\infty, t_1, p$
WILLIAMS	$\tau = \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{\left[1+2t_1^2 \dot{\gamma}_1^2\right]^P}$	$\mu_0, \mu_\infty, t_1, p$
CARREAU	$\tau = \left[\mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty)\left[1+(\lambda\dot{\gamma})^2\right]^{\frac{n-1}{2}} \right] \dot{\gamma}$	$\mu_0, \mu_\infty, \lambda, n$
HAMERSMA	$\tau = \mu_\infty \dot{\gamma} + \tau_0 \left(1 - e^{-a\tau}\right)$	$\mu_\infty, \tau_0, a = \frac{1}{\tau_0}\left[1 - \frac{\mu_\infty}{\mu_0}\right]$

3. Fluide de Bingham :

Si la contrainte appliquée au fluide est inférieure à la contrainte seuil τ0, aucune déformation ne se produit, par conséquent, le fluide ne coule pas (Brodkey et Hershey, 1988)

Le modèle de Bingham décrit le comportement de plusieurs matériaux pseudo plastiques pour de faibles taux de cisaillements.

Loi de comportement en fonction de la viscosité plastique μ_p s'écrit comme suit (Brodkey et Hershey, 1988) :

$$\tau - \tau_0 = -\mu_p . \gamma \qquad \text{(II-6)}$$

Avec :

τ_0 : Le seuil d'écoulement (Contrainte de seuil) en Pa

μ_p : Viscosité plastique (de Bingham)

Le fluide de Bingham est un modèle théorique de milieu viscoplastique qui correspond à un comportement de solide parfait sous faibles contraintes, et à un comportement de fluide visqueux au-delà d'une contrainte-seuil. Ce modèle porte le nom d'Eugène Bingham qui en a donné l'expression mathématique [21]

Ce modèle mathématique est d'emploi courant en génie pétrolier pour organiser le pompage des boues ou l'évacuation des rebuts [22] Un autre bon exemple est le dentifrice qu'on ne peut extruder que moyennant l'application d'une certaine pression sur le tube, et qui se dépose comme un gel quasi-solide.

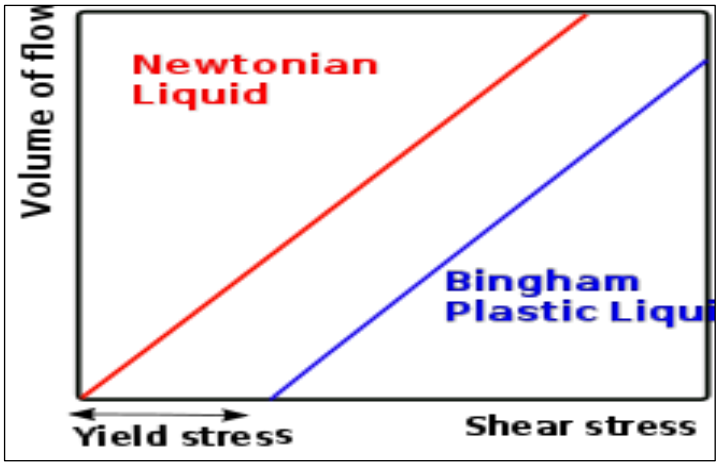


Figure (II-2) : Description originale de l'écoulement plastique de Bingham.

Bingham, pour présenter ses observations relatives au comportement des peintures[23], a cherché à tracer le débit en fonction de la contrainte appliquée, comme sur la figure (II-2) ci-contre : il s'agit d'une comparaison du comportement d'un fluide de Bingham avec un fluide newtonien (en rouge). Le diagramme s'interprète de la façon suivante : avec un liquide newtonien, l'augmentation de la pression d'entrée d'une conduite crée un champ de contrainte dans le fluide qui le met en mouvement (cisaillement), et le débit augmente en proportion de cet accroissement. Mais si la conduite est remplie d'un fluide de Bingham (courbe caractéristique en bleu), il faut que le cisaillement atteigne une certaine intensité, dite « contrainte d'écoulement », avant que le débit augmente avec la pression. Ces propriétés confèrent aux fluides de Bingham une texture crémeuse avec en surface des rides et des fronces, contrairement à la surface unie que présente tout fluide newtonien.

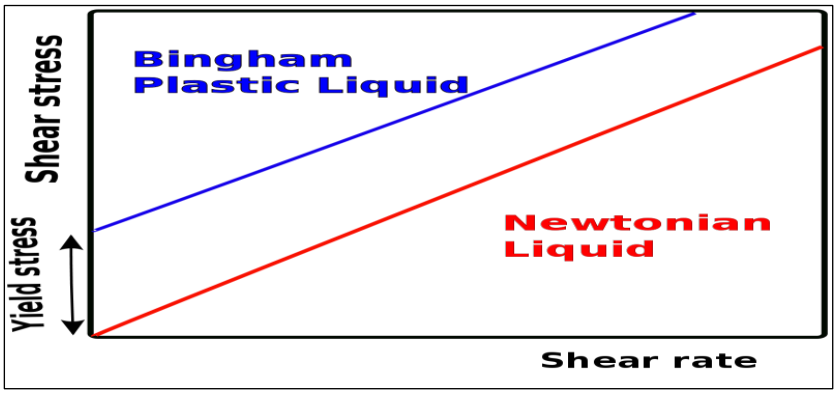


Figure (II-3) : Description moderne de l'écoulement plastique de Bingham

La Figure (II-3) correspond à la représentation donnée dans les manuels actuels : la contrainte de cisaillement est en ordonnée, fonction de la vitesse de déformation ; cette représentation a éclipsé la précédente, car le débit n'est pas une donnée intrinsèque au matériau : il dépend du diamètre de la conduite ; tandis que la vitesse de déformation (plutôt que le débit, qui en est une résultante) permet de construire le profil de vitesse. Elle est proportionnelle au débit, mais ne dépend pas du diamètre de la conduite. Sur ce diagramme (comme sur le précédent), un liquide newtonien se déforme pour toute valeur non nulle de cisaillement (contrainte) imposée. Le fluide de Bingham, au contraire, ne se déforme pas (il

n'y a donc pas de débit) en dessous d'un certain niveau de contrainte. La courbe caractéristique de réponse du fluide newtonien est une droite, et la pente de cette droite est la viscosité, qui suffit à caractériser ce liquide. Le fluide de Bingham requiert, lui, deux coefficients : la contrainte d'écoulement et la pente de la partie rectiligne de sa caractéristique, appelée « viscosité plastique » ou « viscosité de Bingham ».

En termes mathématiques, si l'on convient de noter τ la contrainte de cisaillement, τ_0 la cohésion apparente, dite « contrainte d'écoulement » et $\partial u/\partial y$ la vitesse de déformation , les relations ci-dessus s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \begin{cases} 0 & \text{si } \tau < \tau_0 \\ \frac{(\tau - \tau_0)}{\mu} & \text{si } \tau > \tau^0 \end{cases} \qquad \text{(II-7)}$$

4. Conclusion:

Ce chapitre a permis de mettre en évidence la diversité et le degré de complexité du comportement rhéologique des fluides non Newtoniens. Ceci est confirmé par les nombreux modèles proposés dans la littérature dont certains ont été rappelés dans ce chapitre. Ces modèles dépendent éventuellement de la composition chimique du fluide et des conditions de fonctionnement (taux de cisaillement ou gradients de vitesse élevés) du système lubrifié par ce fluide. Le calcul correct des performances d'un contact lubrifié nécessite donc le choix d'un modèle qui décrit convenablement le comportement d'une huile lubrifiante surtout lorsque celle-ci contient des additifs

Chapitre III

Lubrification hydrodynamique en fluide de Bingham _ Développement des équations

1. Caractéristique d'un palier lisses et épaisseur d'un film lubrifiant :

Le modèle physique est un palier lisse, constitué essentiellement d'un coussinet lisse, en bronze ou en acier de rayon intérieur R_c, à l'intérieur duquel tourne l'arbre de rayon Ra, qui est généralement en acier figure (III-2). Un palier lisse peut être schématisé par deux cercles excentriques figure (III-1) et caractérisé par trois grandeurs : le jeu radial $C=R_c-R_a$, le jeu relatif R/C et le rapport L/D de la longueur au diamètre du palier. Considérons une section du palier, un point M appartenant à la surface du coussinet sera repéré par les coordonnées cylindriques. Les points O_a et O_c représentent respectivement les centres de l'arbre et du coussinet. Deux paramètres sont nécessaires pour positionner O_a par rapport à O_c. On utilise habituellement la distance $\|O_cO_a\|$ appelée excentricité e et l'angle que fait la direction de la charge $\vec{W}$ avec la ligne des centres $\overrightarrow{O_cO_a}$ appelé angle de charge ϕ

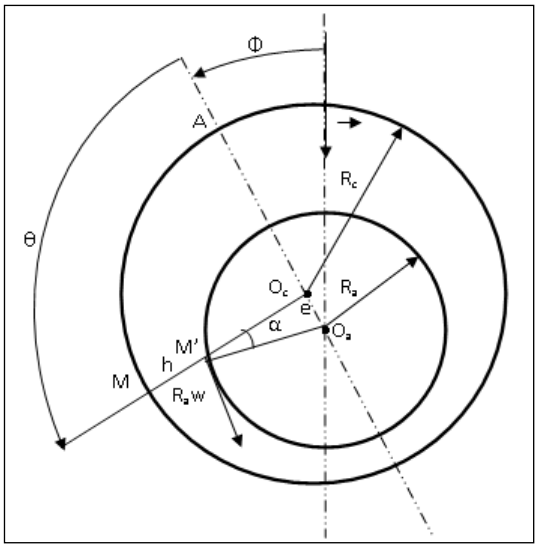


Figure (III-1) : Section droite du palier

Figure (III-2) : Palier lisse

Soit le point A appartenant à la surface du coussinet et situé sur la ligne $\overrightarrow{O_cO_a}$

L'angle est donnée par : $\theta = (\overrightarrow{O_cA}, \overrightarrow{O_cM})$

L'épaisseur du film d'huile est donnée par : h= $O_cM - O_cM' = R_c - O_cM' = R_a + C - O_cM'$

En appliquant la règle des sinus au triangle $O_cM'O_a$ il vient :

$$O_cM' = R_a\sqrt{1 - \left(\frac{e}{R_a}sin\theta\right)^2} - ecos\theta$$

La quantité e/R_a est très petite devant l'unité on peut donc écrire que : $\left(\frac{e}{R_a}sin\theta\right)^2 << 1$

Il vient alors :

$O_cM' = R_a - ecos\theta$

$O_cM' = R_c - C(1 + \frac{e}{C}cos\theta)$

D'où :

$h = C(1 + \frac{e}{c}cos\theta)$

Soit l'excentricité relative $\varepsilon = \frac{e}{C}$

Donc on peut écrire l'épaisseur du film lubrifiant sous la forme suivante :

$$h = C(1 + \varepsilon cos\theta) \quad \text{(III-1)}$$

Avec ε variant de 0 à 1.

2. Equation générale de la mécanique des films minces :

Les équations générales de la mécanique des films minces visqueux permettent compte tenu des conditions géométriques et cinématiques, de déterminer les caractéristiques d'un écoulement en film mince et en particulier sa portance. Elles sont déduites des équations de la mécanique des milieux continus, appliquées à un fluide newtonien et qui peuvent s'écrire sous les formes suivantes : [24]

2.1 Loi de comportement :

$$\mu_a\dot{\gamma} = \tau_0 + \mu\dot{\gamma} \quad \text{(III-2)}$$

2.2 Equation de continuité :

L'équation de continuité est donnée par :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\rho\vec{V} = 0 \quad \text{(III-3)}$$

2.3 Equation quantité de mouvement :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = div\overline{\overline{\sigma}} + \vec{f} \qquad \text{(III-4)}$$

Avec $\overline{\overline{\sigma}}$: le tenseur des contraintes est donné par l'expression suivante :

$$\overline{\overline{\sigma}} = -pI + \overline{\overline{\tau}}$$

Dans le cas d'un fluide Newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses est donné par l'expression suivante

$$\overline{\overline{\tau}} = 2\mu\overline{\overline{D}}$$

On peut écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement comme suit :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \left(\vec{\nabla}.\overline{\overline{\tau}}\right) + \rho\vec{g}$$

3. Développement des équations :

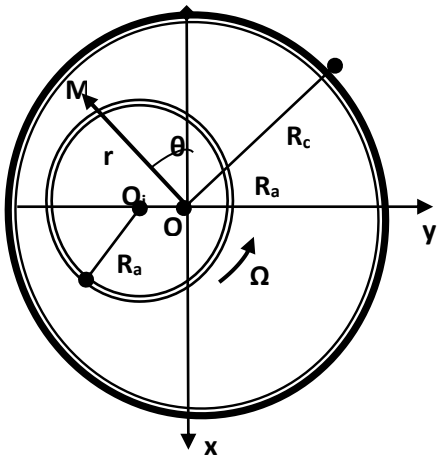


Figure (III-3) : Schéma de l'écoulement d'un fluide [24]

3.1 Hypothèses :

Les hypothèses considérées dans ce cas sont :

- Le milieu est continu ;

- Le fluide est non newtonien ;

- L'écoulement est laminaire ;

- Le régime d'écoulement est permanent ;

- Le fluide est incompressible ;

- Les forces massiques extérieures sont négligeables ;

- Il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois du contact ;

- L'épaisseur de film est très faible devant les autres dimensions du contact ;

- Le palier est infiniment long, (cette hypothèse permet de négliger l'effet axial de

Pression, l'écoulement devient alors purement circonférentiel et bidimensionnel).

3.2 Équation de continuité

La projection de l'équation de continuité donne :

$$\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial x}+\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y}=0 \qquad \text{(III-5)}$$

3.4 équation de quantité de mouvement :

L'écoulement étant bidimensionnel, permanent, incompressible et les forces massiques f_i négligeables, on obtient :

$$\rho\left(\mathrm{u}\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial x}+\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \qquad \text{(III-6)}$$

$$\rho\left(\mathrm{u}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial x}+\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \qquad \text{(III-7)}$$

4. Condition aux limites :

4.1 Conditions aux limites sur la vitesse :

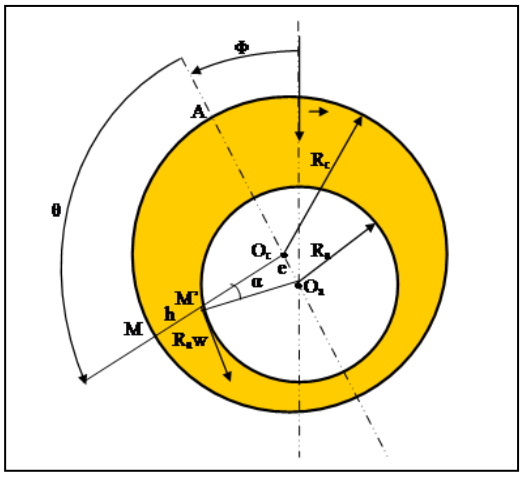


Figure (III-4) : Schéma représentatif d'un palier lisse [24]

- **dans le demain fluide :**

$$R_a \leq r \leq R_a + \ h \ \ pour\ un\ h = C(1+\varepsilon\cos\theta)$$

$$\mathrm{v}_r(r,\theta)=\mathrm{v}_r(r,\theta+2\pi n)$$
$$\mathrm{v}_\theta(r,\theta)=\mathrm{v}_\theta(r,\theta+2\pi n)$$

- **Conditions aux limites sur l'arbre**

  $v_r(R_a,\theta)=0$

  $v_\theta(R_a,\theta)=U$

- **Conditions aux limites sur le coussinet**

  $v_r(R_a+h,\theta)=0$

  $v_\theta(R_a+h,\theta)=0$

4.2 Condition aux limites sur la pression p et les contraintes τ_{ij} :

$$p(r,\theta)=p(r,\theta+2\pi n)$$
$$\tau_{ij}(r,\theta)=\tau_{ij}(r,\theta+2\pi n)$$

Chapitre IV

Simulation numérique de la lubrification hydrodynamique du fluide de Bingham

1. Introduction :

La dynamique des fluides numériques (C.F.D) est l'analyse des systèmes comportant l'écoulement des fluides, le flux de fluide, le transfert thermique et les réactions associées de phénomènes au moyen de simulation sur machine de calcul (ordinateur), cette technique est très puissante et occupe plusieurs domaines tels que l'éventail d'industriel et les domaines d'applications non industriels.

Ce chapitre présente une étude numérique comparative de la lubrification hydrodynamique par un fluide Newtonien et un fluide de Bingham En utilisant le package FLUENT 6.3, Ensuite, on présente une caractéristique cinématique (vitesse de rotation de l'arbre) et géométriques sur les champs de pression, de contraintes ainsi que la charge hydrodynamique.

2. Procédures numériques :

Le système d'équations et les conditions aux limites présentées dans le quatrième chapitre, pour des caractéristiques géométriques et cinématiques données de l'écoulement 2D entre deux cercles excentrés (cas d'un palier hydrodynamique) seront résolus numériquement ; dans le présent chapitre ; en utilisant le logiciel Fluent 6.3. Le pré- processeur utilisé pour générer le maillage est Gambit. La particularité du problème étudié (l'entrefer est de très petites dimensions comparées au diamètre du palier) nécessite la division du domaine en trois zones ; en utilisant le maillage bi-exponentiel pour un très petit gap (jeu radial) et un maillage exponentiel pour les deux autres zones.

Une étude de l'influence du nombre de points du maillage sur les résultats numériques a été effectuée. Le maillage est raffiné par étapes successives, dans le but d'obtenir une faible variation de la solution de la pression, pour une importante augmentation du nombre d'éléments de maillage.

2.1. Critère de convergence :

La comparaison des valeurs successives de chaque paramètre calculé (pression, vitesses,…) n'est qu'un test initial de la convergence, mais une fois que le problème atteint un point de convergence inévitable, et grâce à la complexité et la sensibilité des calculs réalisés, ces critères ne seront plus suffisants pour valider les résultats obtenus. Un critère de comparaison plus avéré est considéré, en contrôlant les valeurs de la charge pour chaque itération.

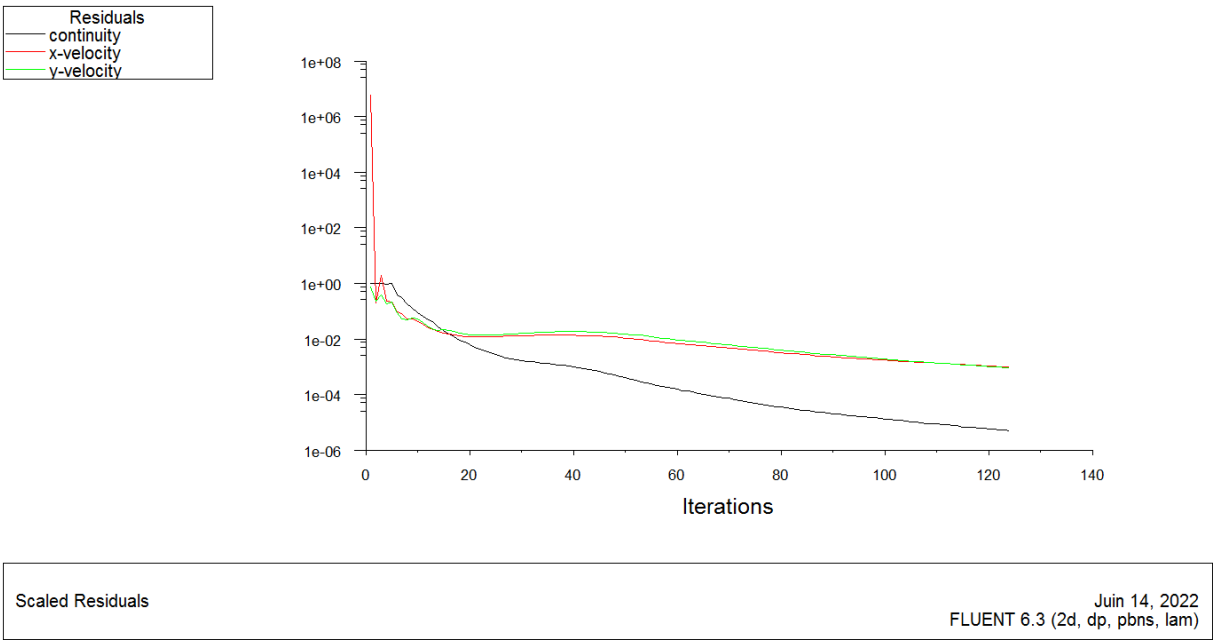
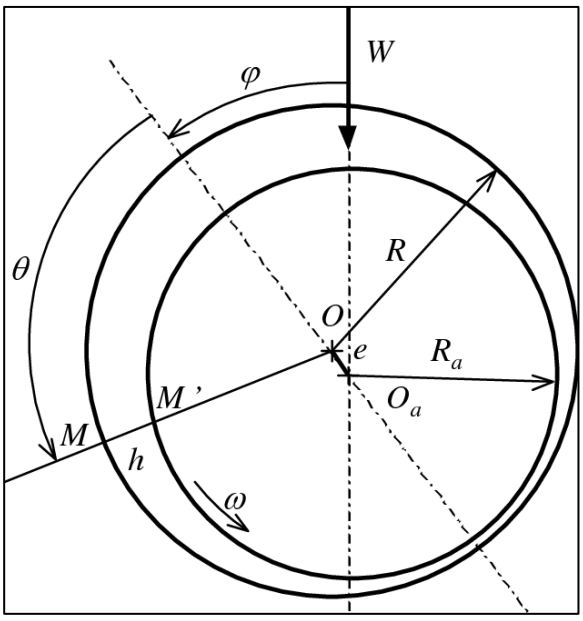


Figure (IV-1) : Itérations de convergence

2.2. Schématisation de palier étudie :

Considérons les caractéristiques géométriques du palier et propriétés physiques du fluide suivantes : Le rayon de l'arbre R_a=5cm, le jeu radial C=0.3 cm ainsi que la vitesse de rotation de l'arbre ω=1000tr/min, facteur de consistance K=0.2 (kg. s^{n-2}/m), l'indice de loi de puissance n=1, la viscosité d'écoulement 500 Pa.s et la limite d'élasticité 213,8 Pa et une viscosité de µ= 0,2 Pa.s, la masse volumique $\rho = 850$ kg/m^3.



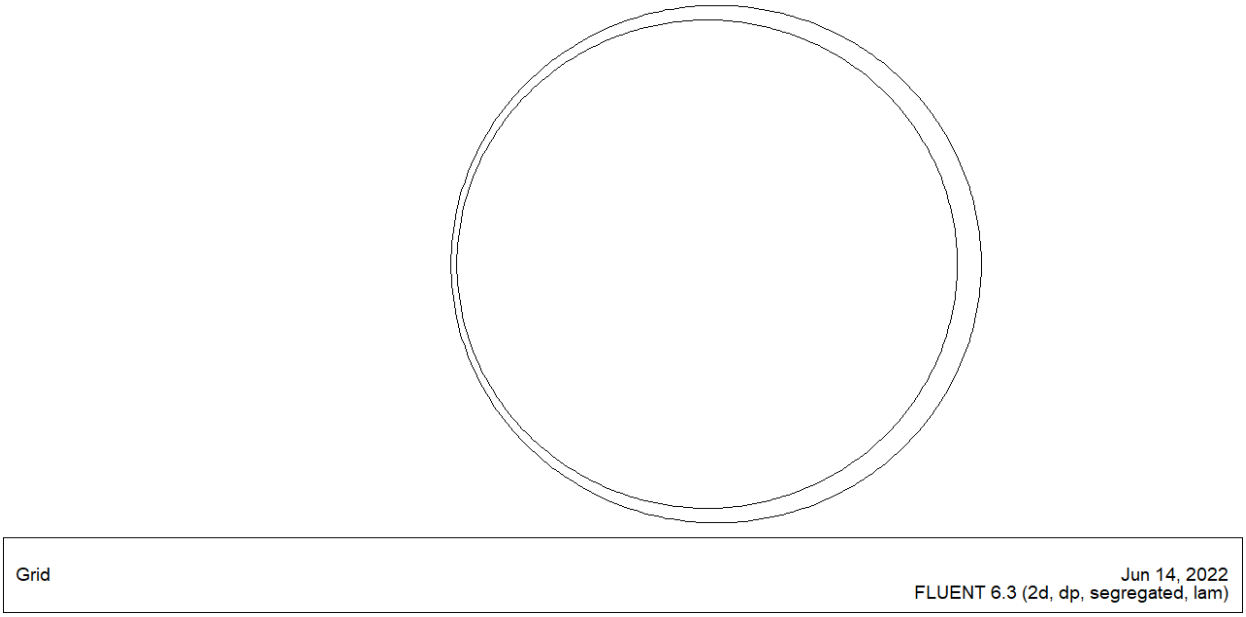


Figure (IV-2) : Schématisation du palier étudié

2.3. Vecteurs des vitesses :

Les deux figures (IV-3) et (IV-4) présentent les vecteurs vitesse dans l'entrefer, où on remarque que le profil de vitesse dans l'épaisseur minimale est parabolique par contre dans la partie divergente, on remarque l'existence d'une zone de recirculation de fluide lubrifiant. Au niveau de cette zone, le fluide ne contribue pas d'une façon considérable à l'évacuation de la dissipation visqueuse .

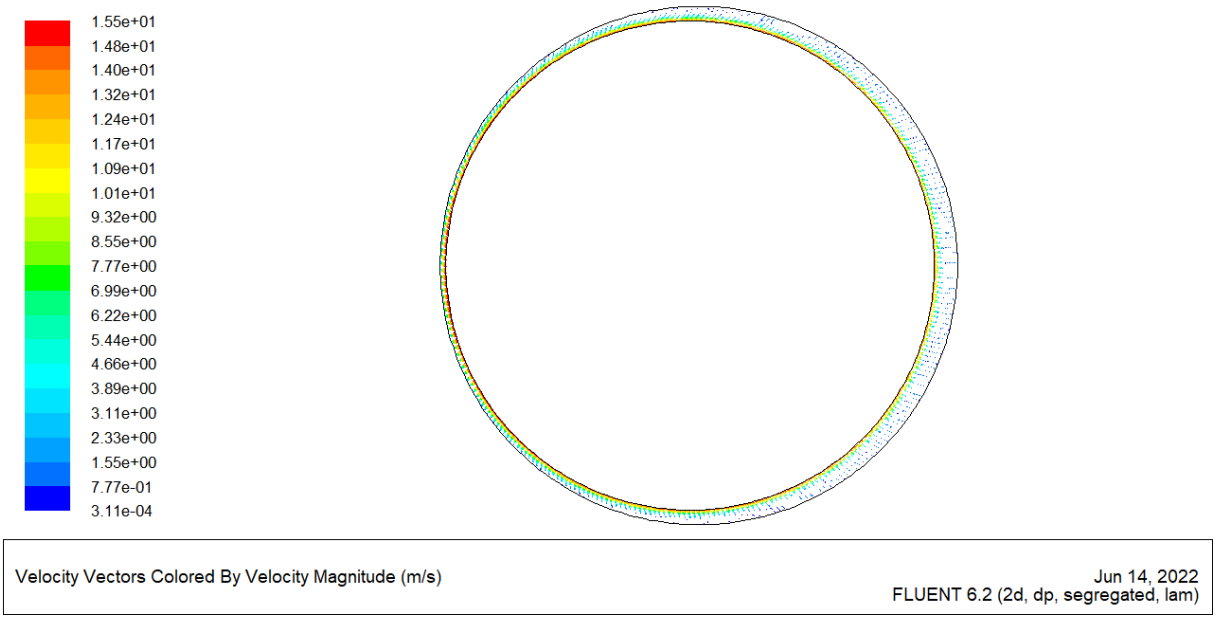


Figure (IV- 3) : Vecteur vitesse dans l'entrefer

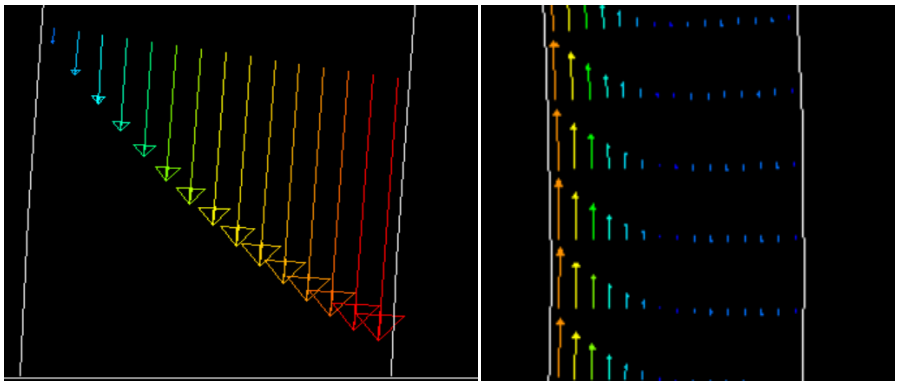


Figure (IV- 4): Vecteurs vitesse dans les deux parties convergente et divergente successivement

2.4. Contours des pressions :

Le champ de pression dans le film fluide est illustré sur les figures (IV-5), (IV-6) et (IV-7). On notera que l'augmentation de la vitesse de rotation de l'arbre de 1000 tr/min à 3000 tr/min provoque une augmentation très importante de la pression du lubrifiant.

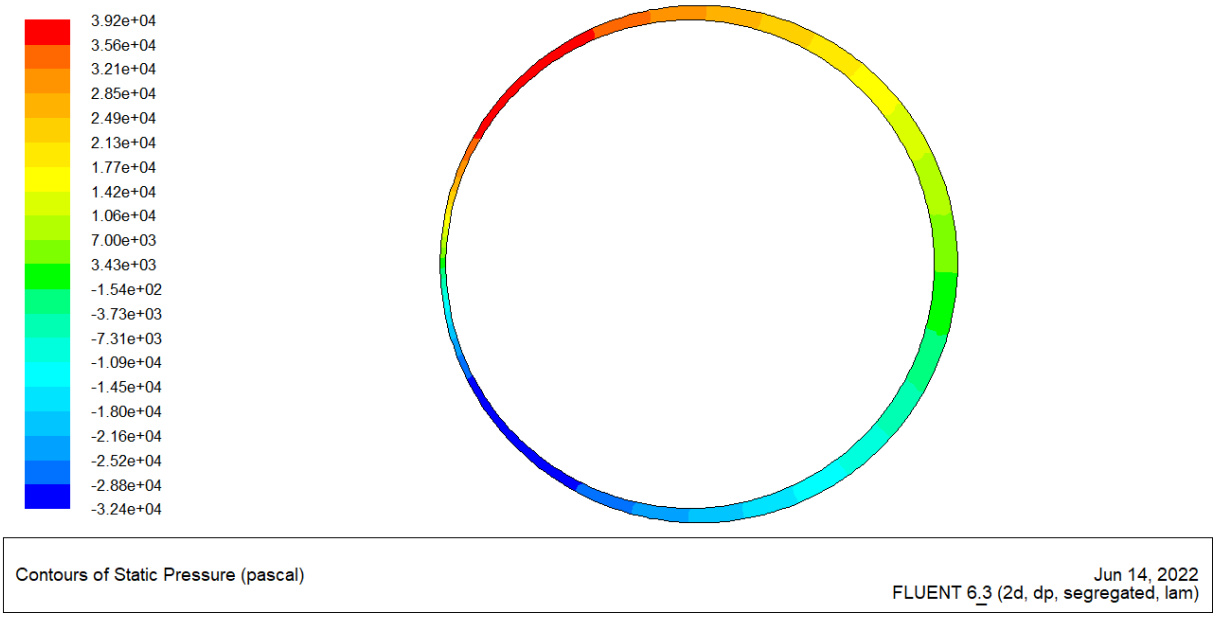


Figure (IV- 5): Champs de pression ($\omega = 1000 tr/min$)

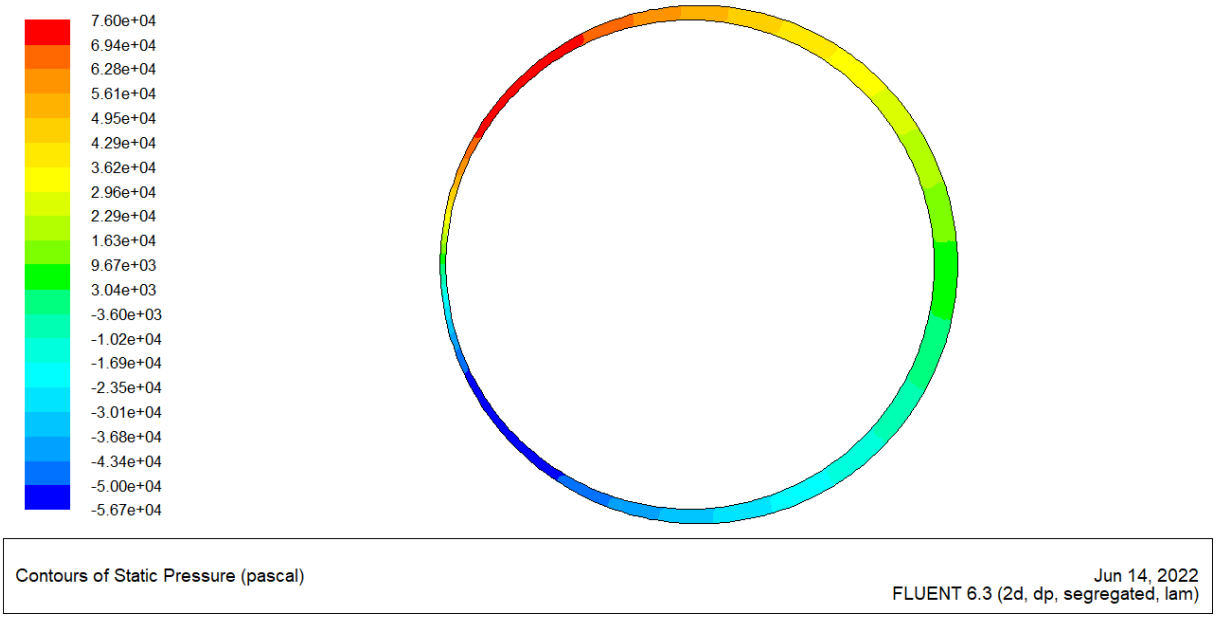


Figure (IV- 6): Champs de pression ($\omega = 2000tr/min$)

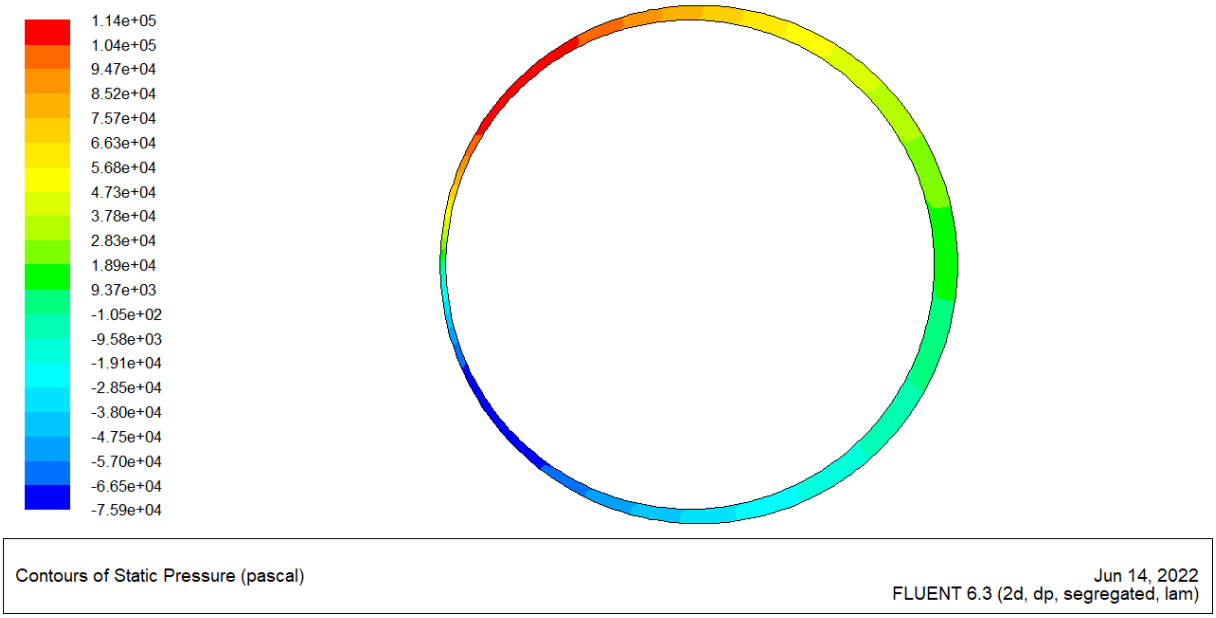


Figure (IV- 7): Champs de pression ($\omega = 3000tr/min$)

3. Comparaison du champ de pression entre un fluide Newtonien et fluide de Bengham :

La figure (IV-8) présente une comparaison de la distribution de la Pression le long de l'arbre pour les deux fluides considérés (Newtonien et Bengham), on remarque une différence très nette entre le fluide newtonien et le fluide Bengham, ou on constate que le champ de pression le long de l'arbre pour le fluide de Bengham est très importance par rapport au fluide Newtonienne.

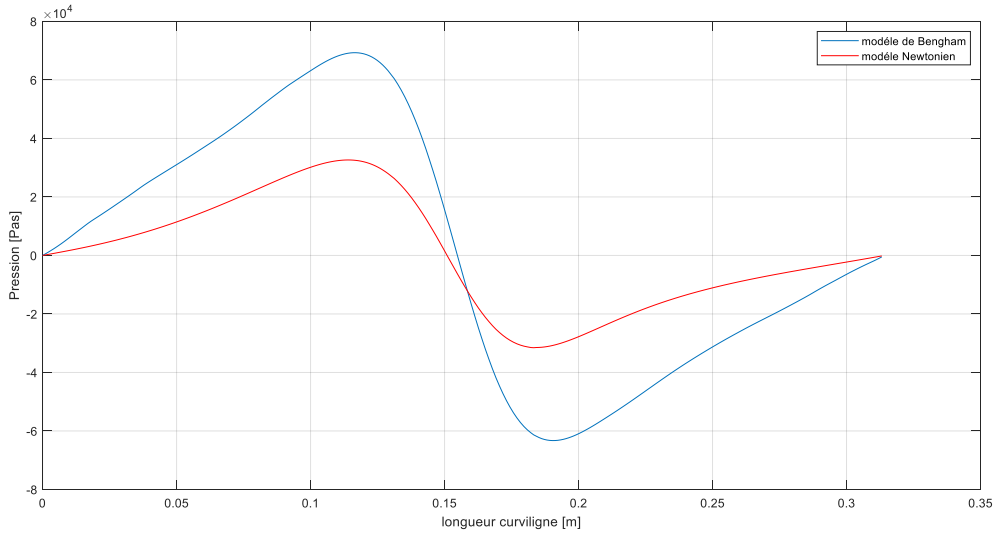


Figure (IV- 8): Comparaison du champ Pression le long de la surface de l'arbre entre un fluide Newtonien et un fluide de Bengham (μ=0.1 Pa.s, $\omega = 2000tr/min$)

4. Variation de la pression en fonction de la vitesse de l'arbre et le facteur de consistance K :

On fait varier la vitesse de rotation de l'arbre de 1000 tr/min à 3000 tr/min

Figure (IV- 9) l'évolution de la pression le long de la surface de l'arbre pour différentes vitesses de rotation de l'arbre ω. On remarque que la pression augmente avec la vitesse de rotation de l'arbre ω.

Figure (IV- 10) représente l'effet de la vitesse de rotation de l'arbre sur la pression maximale où on remarque une évolution linéaire de cette pression en fonction de ω et que la variation de la pression maximale et très importante si ω croît.

Les deux figures (IV- 11) et (IV- 12) présentes l'évolution de champ de pression le long de la surface de l'arbre pour différentes valeurs du facteur de consistance K pour des déférents vitesses de rotation ($\omega = 1000tr/\min$ et $\omega = 3000tr/min$).On remarque clairement l'effet de le facteur de consistance K sur la pression.

Les Figures (IV- 13) (IV- 14) représentes l'évolution de la pression en fonction de facteur de consistance K quand la vitesse de rotation($\omega = 3000tr/min$ et $\omega = 1000tr/\min$) . On remarque que la pression augmente avec le facteur de consistance K.

La figure (IV- 15) présente l'effet des deux paramètres : la vitesse de rotation de l'arbre ω et le facteur de consistance K du fluide de Bengham. On remarque que la pression augmente en fonction de ces deux paramètres. Pour une vitesse de rotation de l'arbre importante (3000 tr/min), la variation de la pression en fonction de K est plus importante que pour une vitesse de rotation de l'arbre (1000 tr/min).

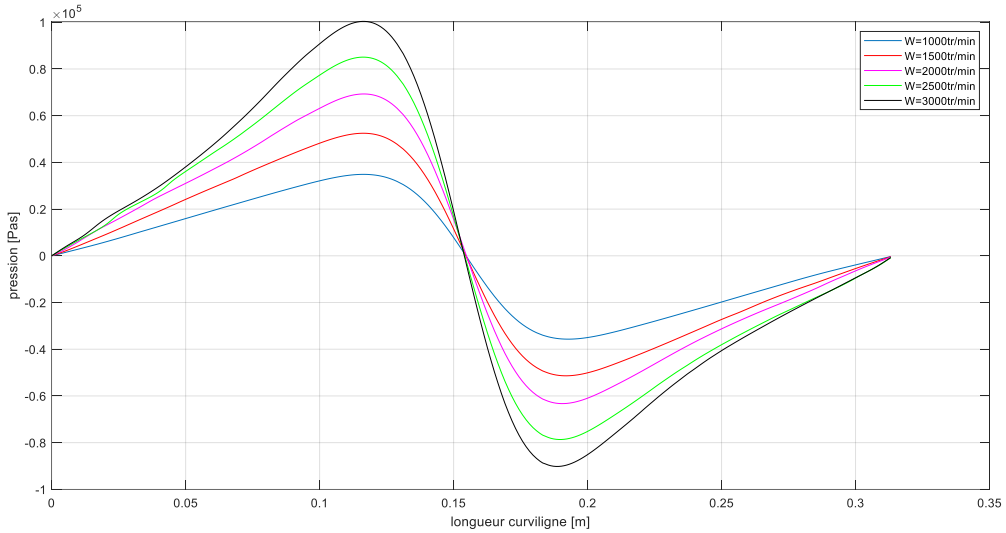


Figure (IV- 9) : Evolution de la pression le long de la surface de l'arbre pour différentes vitesses de rotation de rotation ω

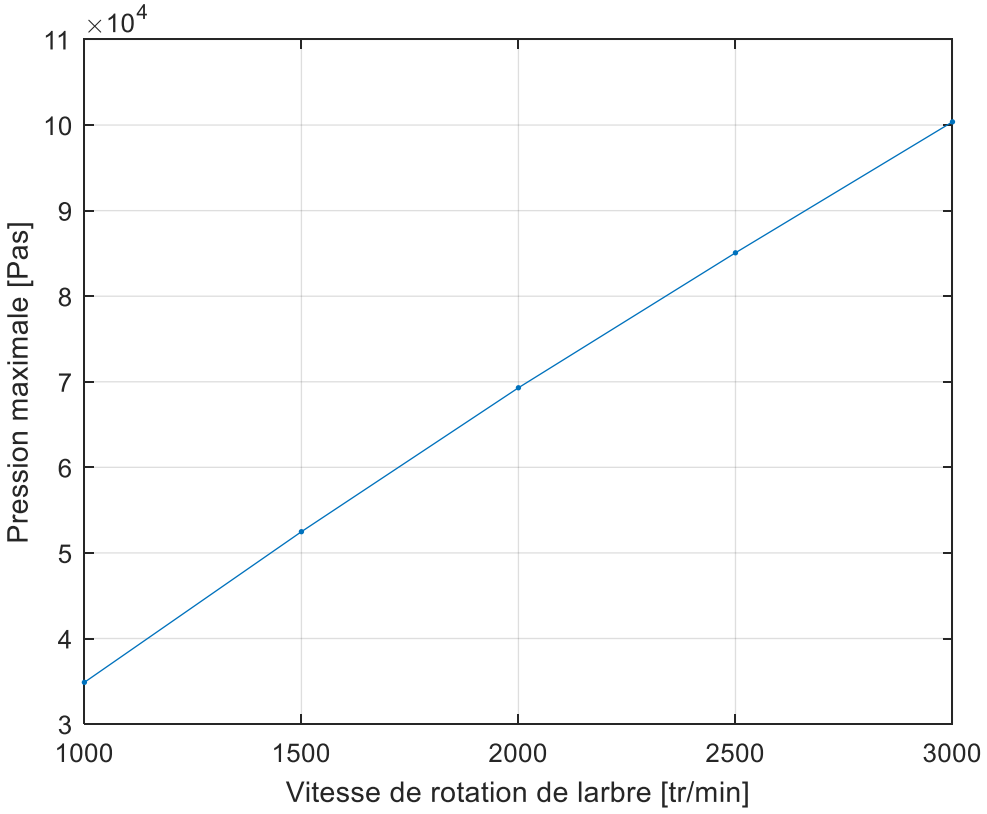


Figure (IV- 10) : Evolution de la pression maximale en fonction de la vitesse de rotation de l'arbre ω

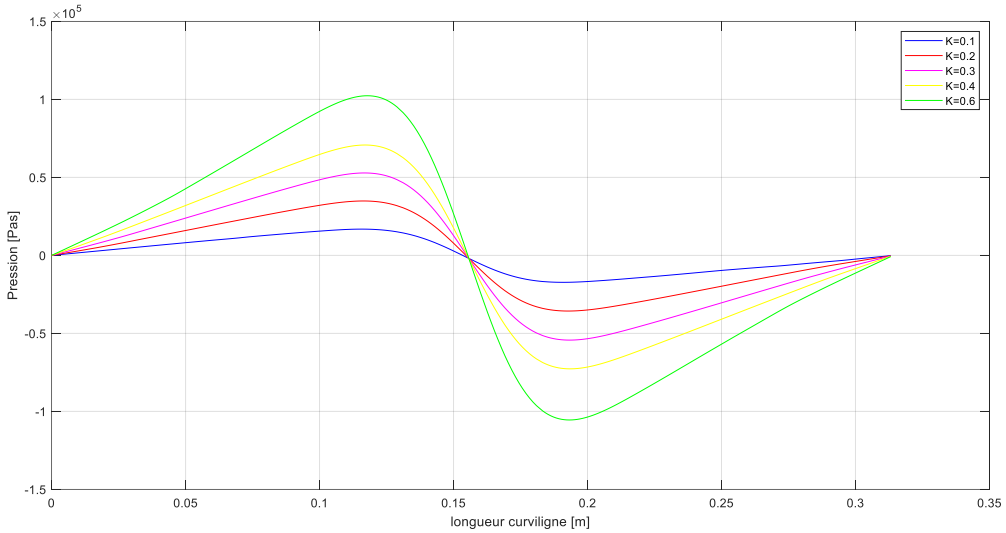


Figure (IV- 11) : Evolution de champ de pression le long de la surface de l'arbre pour différentes valeurs du facteur de consistance K pour une vitesse de rotation $\omega = 1000tr/min$

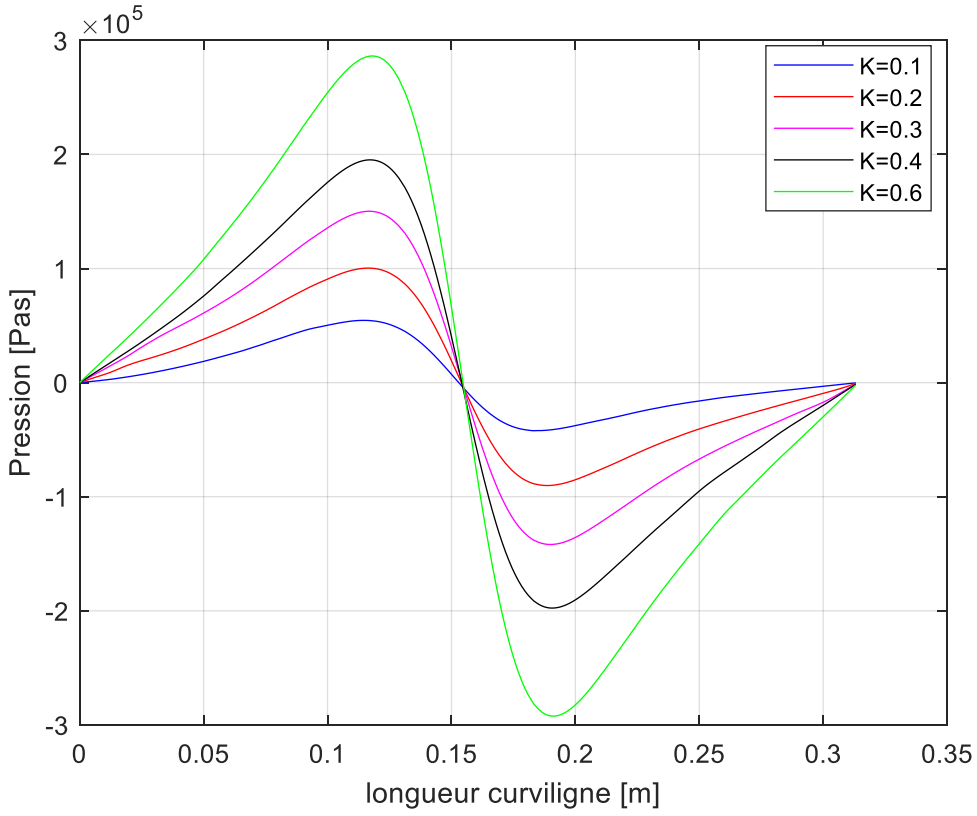


Figure (IV- 12) : Evolution de champ de pression le long de la surface de l'arbre pour différentes valeurs du facteur de consistance K pour une vitesse de rotation $\omega = 3000tr/min$

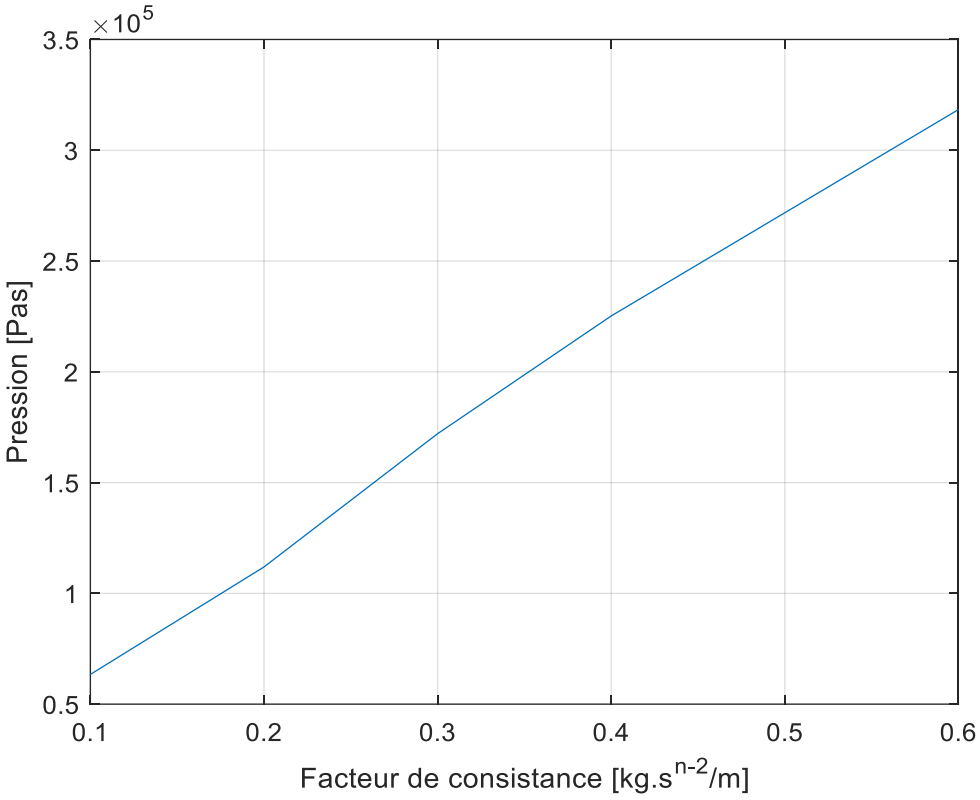


Figure (IV- 13) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K

$(\omega = 3000tr/min)$

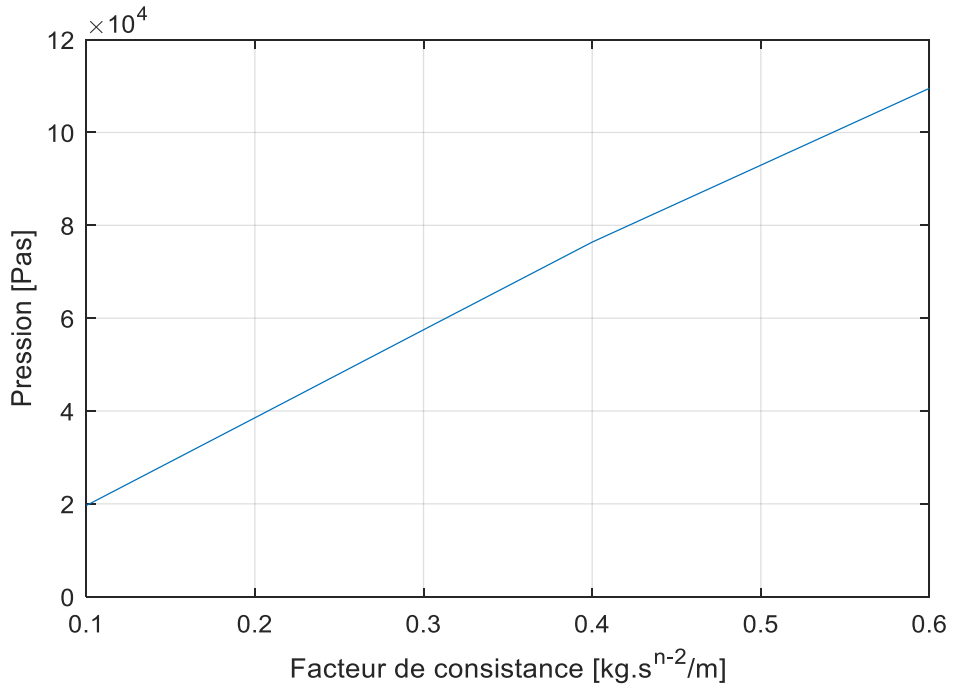


Figure (IV- 14) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K

(ω=1000tr/min)

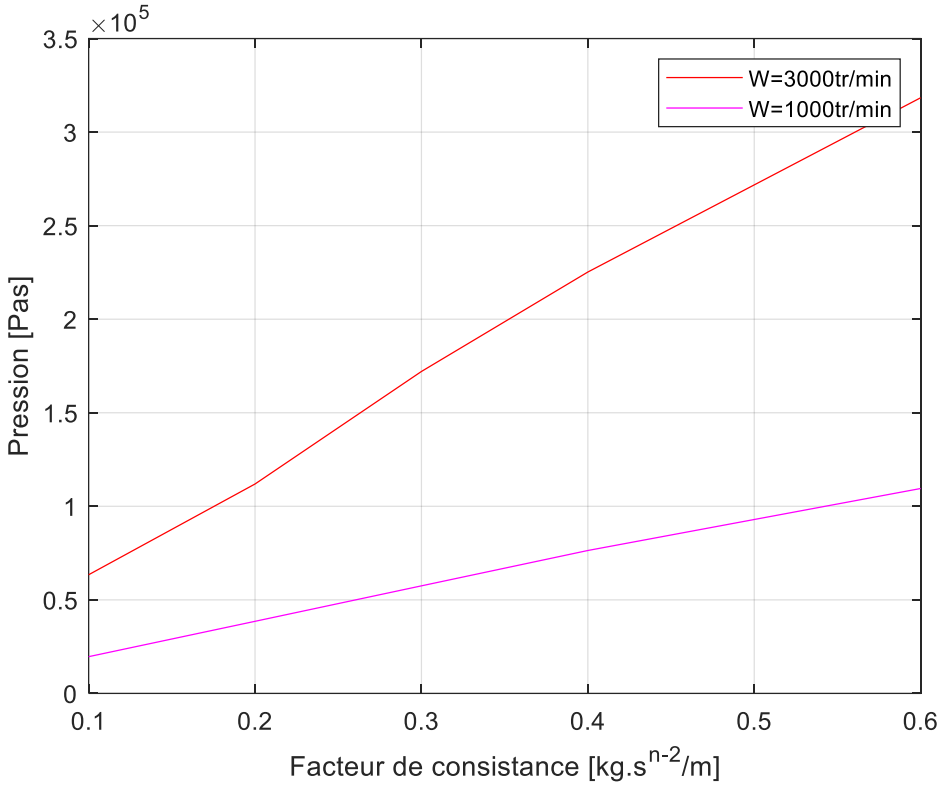


Figure (IV- 15) : Evolution de la pression en fonction de facteur de consistance K

Pour différents vitesses de rotation.

5. la charge hydrodynamique :

Le calcul de la charge pour un fluide Newtonien s'effectue par l'intégration numérique du champ de pression sur la surface de l'arbre le calcul des efforts s'effectue par l'intégrale numérique des deux composantes du tenseur $\bar{T}$ sur la surface de l'arbre :

$$\bar{T} = \begin{Bmatrix} (-p+\tau_{xx})\cos\theta + \tau_{xy}\sin\theta \\ \tau_{xy}\cos\theta + (-p+\tau_{yy})\sin\theta \end{Bmatrix}$$

Sous Fluent l'intégration de la pression le long de l'arbre s'effectué directement par l'exécution de la fenêtre Report puis intégral

Les Figures (IV- 16) (IV- 17) représentes évolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K quand la vitesse de rotation($\omega = 3000tr/min$ et $\omega = 1000tr/\min$) . On remarque que la charge hydrodynamique augmente avec le facteur de consistance K et la variation de cette composante est non linéaire en fonction des deux paramètres cités précédemment.

Figure (IV- 18) présente l'effet des deux paramètres : la vitesse de rotation de l'arbre ω et le facteur de consistance K du fluide de Bengham. On remarque que la charge hydrodynamique augmente en fonction de ces deux paramètres. Pour une vitesse de rotation de l'arbre importante (3000 tr/min), la variation de la charge hydrodynamique en fonction de K est plus importante que pour une vitesse de rotation de l'arbre (1000 tr/min).

On remarque aussi que la charge hydrodynamique pour le fluide newtonien est plus importante que pour le fluide de Bengham.

Ces résultats sont confirmés par les travaux de Amit Singla et al [16] ; W. Pratomo et al ; W. Pratomo et al [17]

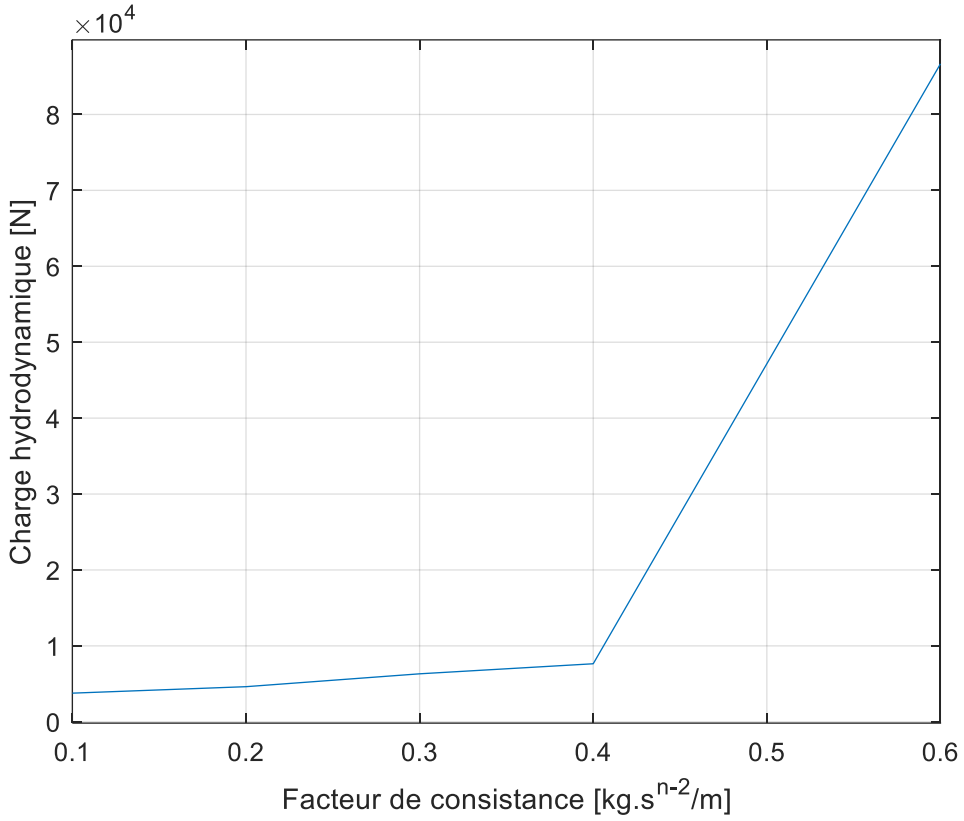


Figure (IV- 16) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K (ω=3000tr/min)

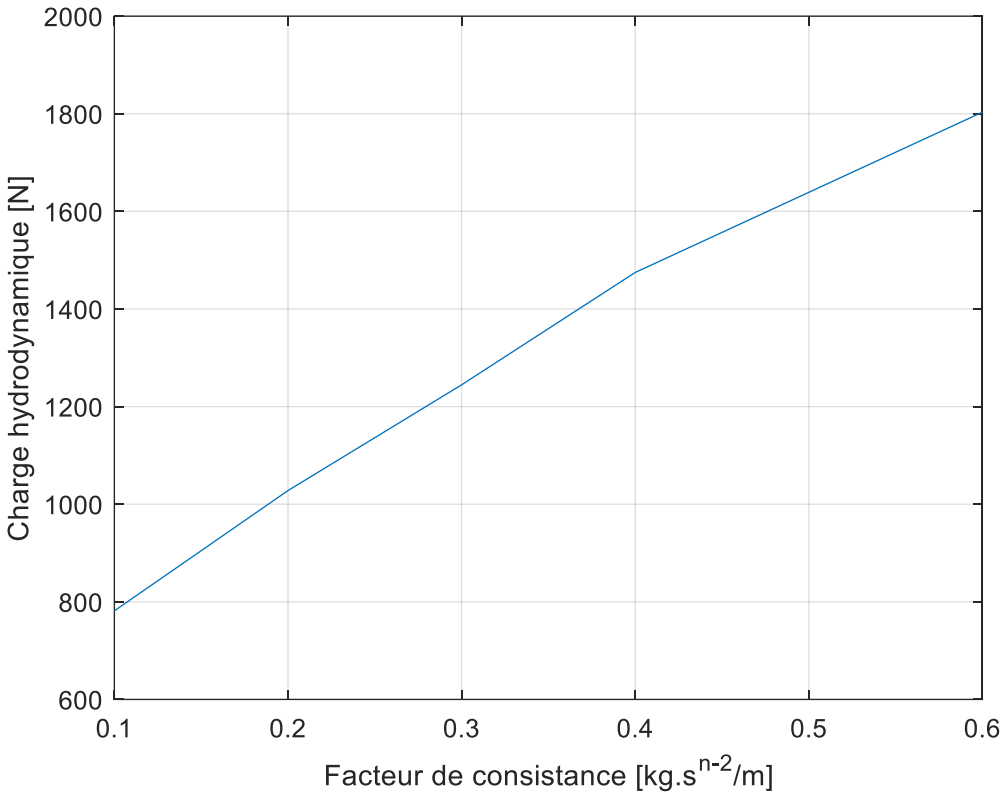


Figure (IV- 17) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K (ω=1000tr/min)

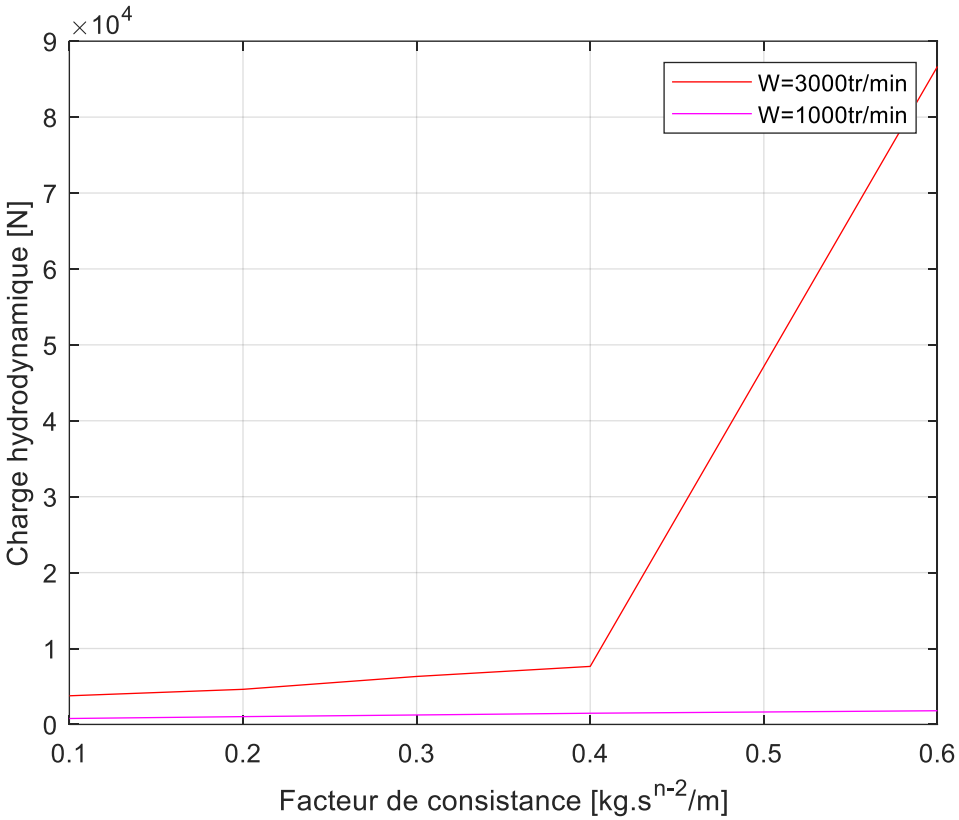


Figure (IV- 18) : Evolution de la charge hydrodynamique en fonction de facteur de consistance K Pour différents vitesses de rotation.

6. Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous nous sommes premièrement analyser le comportement rhéologique d'un lubrifiant non Newtonien du fluide de Bengham par le logiciel fluente 6.3, La validation du code de calcul s'est opérée sur une comparaison de la distribution de la pression le long de la surface de l'arbre entre un fluide Newtonien et le fluide de Bengham.

Conclusion général et Perspectives

La réduction des frottements entre les solides en contact est l'un des principaux objectifs de la lubrification. Les pertes excessives par frottement conduisent au dysfonctionnement des mécanismes et à la diminution de leurs longévités.

Les organes de guidage en rotation d'arbres que sont les paliers hydrodynamiques, sont de plus en plus sollicités, et souvent difficiles à équiper en capteurs divers, pour mesurer les performances ou éviter d'éventuelles avaries. C'est pourquoi l'on se doit de réaliser des modèles numériques de plus en plus précis qui permettent de s'affranchir d'expérimentations lourdes et coûteuses à mettre en œuvre.

Ce travail concerne une étude numérique sur la lubrification hydrodynamique des paliers lisses par des fluides ayant un comportement rhéologique décrit par le model de Bengham sous le logiciel Fluent

On a utilisé le model d'Hershel-Buckley pour décrire les plastique de Bengham, Ce modèle est caractérisé par une consistance K=0.2 et une viscosité égale 500 Pa.s

Les résultats obtenu par simulation montrent que :

-La force hydrodynamique est très importante par rapport au fluide newtonien.

-La consistance du lubrifiant influe forcement sur la pression et la charge hydrodynamique

Les résultats sont comparables avec ceux obtenus par K.P. Gertzos, P.G. Nikolakopoulos, C.A. Papadopoulos [14]

Les perspectives de travail présenté dans ce mémoire sont nombreuses. L'une des perspectives les plus prometteuses a l'utilisation de notre simulation, c'est d'effectuer une étude numérique en 3D et de tenir compte des effets thermiques.

Références bibliographiques

[1] Stribeck R., (1902) "Die Wesentlichen Eigenschaften der Gleit-und Rollenlager" Z. Verein. Deut. Ing. Vol. 46 n°38, pp. 1341-1348.

[2] J.F. Agassant, P. Avenas, J.Ph. Sergent, B. Vergnes, M. Vincent, La mise en forme des matières plastiques. 3e édition,Technique et Documentation (1996).

[3]- Sommerfeld A. "Zur hydrodynamischen theorie der schiermittelreibung" Z. angew. Math. Phys., 50, p. 97- 155, 1904

[4] SWIFT H.W. "The stability of lubricating films in journal bearings". Proc. Inst. Civil Eng., 233, Pt 1, pp. 267-322, 1931-1932

[5]- STIEBER W. "Das Schwimmlager", Krayn, VDI, 1933, Berlin

[6] Jean Frein, Daniel Nicolas, Bernard Degueurce, Daniel Berthe, Maurice Godet, Lubrification hydrodynamique palier et butées. Edition RYROLLRS, Page 123-127

[7] Milne, A. A., "A Theory of Rheodynamic Lubrication," Kolloidk-Z. 139, Haft 1/2, 96-101 (1954)

[8] Wada, S., H. Hayashi, and K. Haga, "Behavior of a Bingham Solid in Hydrodynamic Lubrication (Part I, General Theory)," Bull. JSME 16 (92).422-431 (1973a).

[9] Stangroom, J. E., "The Bingham Plastic Model of ER Fluids and Its Implications," Proceedings of the Second International Conference on ER Fluids (Technomic, Lan caster, PA, 1990), pp. 41-52
[10]: Rastogi A., Gupta R.K., "Lubricant Elasticity and the Performance of Dynamically Loaded Short Journal Bearings", Journal of Rheology, Vol. 34(8), pp 1337-1356, 1990

[11] E. Guazzelli, " rhéologie des fluides complexes", 2001

[12] : Tichy Ja. Hydrodynamic lubrication theory for the Bingham plastic flow model.J Rheol 1991; 35(4):477. ISSN 01486055. Doi: 10.1122/1.550231,

[13]: Zhang C., Cheng H.S., "Transient Non-Newtonian Thermo hydrodynamic Mixed Lubrication of Dynamically Loaded Journal Bearings", ASME Journal of Tribology, Vol. 122, pp 156-161, 2000

[14]: K.P. Gertzos, P.G. Nikolakopoulos, C.A. Papadopoulos, CFD analysis of journal bearing hydrodynamic lubrication by Bingham lubricant. J. Tribology (2008).

[15]: M. Guemmadi et A. Ouibrahim, Generalized Maxwell Model as Viscoelastic Lubricant in Journal Bearing, Journal of Key Engineering Materials vol 478 pp 64-69 (2011).

[16] : Amit Chauhan, Circular bearing performance parameters with isothermal and thermo-hydodynamic approach using CFD, International Journal of Research in Advent Technology, vol 2, N07, E-ISSN:2321-9637,(2014).

[17] : Talha Zia, Syed Adnan Qasim et Raja Amer Azim, Modelling the viscoelastic effects in the hydrodynamic lubrication of journal bearing in high- Torque low speed diesel ingine. Paper No FEDSM2017-69306, pp. V01AT03A024; 9 pages. (2017).

[18] : Rhéliogique des fluids complexes Elisabeth Guazzeli10/2001.

[19] : J.F. Agassant, P. Avenas, J.Ph. Sergent, B. Vergnes, M. Vincent, La mise en forme des matières plastiques. 3e édition,Technique et Documentation (1996).

[20] : Guy Couarraz, Jean- Louis Grossiord, Initiation à la rhéologie. 3e edition, Technique et Documentation (2000).

[21] : Cf. E. C. Bingham, Fluidity and Plasticity, New York, McGraw-Hill, 1922, p. 219

[22] : D'après Paul Germain, Mécanique des milieux continus, vol. 1 : Théorie générale, Masson & Cie, 1972, 418 p., p. 229, fig. 13-a

[23] : Armando Lencastre (trad. du portugais), Hydraulique générale, Paris/s.l., Eyrolles, 1957 (réimpr. 1983,1995), 636 p. (ISBN 2-212-01894-0), chap. 4 (« Ecoulements en régime permanent »)

[24] : M. Guemmadi Convection forcée de fluides viscoélastique en milieu confiné - cas de la lubrification hydrodynamique thèse de Doctorat 2019